VISIT…

LANZAROTE Caliente.COM

СОВРЕМЕННАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОПТИКА



МОСКВА "НАУКА"
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
1988

ББК 22.343
П58
УДК 520.2

Попов Г.М. **Современная астрономическая оптика.** – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 192 с.

Кратко рассмотрены проблемы современной астрономической оптики, в основном не освещенные в других книгах. Изложены вопросы, связанные со структурой дифракционного изображения точки в безаберрационном телескопе при различных конфигурациях входного зрачка. Особое внимание уделено новым точным методам расчета оптики, позволяющим рассчитывать компактные системы, светосильные системы, рентгеновские телескопы. Подробно рассмотрены объективы-апохроматы и суперапохроматы. Дан обширный обзор зеркальных и зеркально-линзовых систем, перспективных для астрооптики, описаны конкретные наиболее значительные наземные и космические отечественные телескопы.

Для оптиков, инженеров-телескопостроителей, астрономов, аспирантов университетов и втузов.

Табл. 51. Ил. 112. Библиогр. 195 назв.

Рецензент доктор технических наук *Н.Н. Михельсон*

П $\frac{1704050000-048}{053(02)-88}$ 145-88

© Издательство "Наука". Главная редакция физико-математической литературы, 1988

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 6

Глава 1. **Элементы дифракционной теории изображения** 7

1.1. Изображение точечного источника в безаберрационном телескопе при отсутствии экранирования 7
1.2. О разрешающей силе телескопа 10
1.3. Изображение протяженных объектов 11
1.4. Дифракционное изображение точечного объекта при наличии дефокусировки 11
1.5. Допуски на аберрации 12
1.6. Влияние аберраций на дифракционное изображение звезды 14
1.7. Влияние центрального экранирования на безаберрационное дифракционное изображение звезды 18
1.7.1. Введение (18). 1.7.2. Дифракционное изображение звезды для кольцевого зрачка (18). 1.7.3. Результаты расчетов (19).

Глава 2. **Одиночная оптическая поверхность** 28

2.1. Преломление на одиночной поверхности. Поверхности Декарта 28
2.2. Одиночная сферическая поверхность 31
2.3. Отражающая поверхность 34
2.3.1. Отражение осевого пучка от поверхности вращения (34). 2.3.2. Внеосевые аберрации зеркального коникоида (37).

Глава 3. **Линзы и линзовые объективы** 39

3.1. Вспомогательные формулы 39
3.2. Точные выражения для сферической аберрации системы 40
3.3. Расчет стигматической системы при положении изображения на конечном расстоянии 41
3.4. Линзы 43
3.4.1. Аберрации линзы (43). 3.4.2. Стигматические линзы (45).
3.5. Дифференциальные уравнения, определяющие форму поверхностей в произвольной центрированной стигматической системе. Метод расчета апланатических объективов 47
3.6. Светосильные линзовые объективы 51
3.6.1. Объективы для камер спектрографов (51). 3.6.2. Линзовые системы с большим полем зрения (53).

Глава 4. **Линзовые тонкие астрономические объективы с уменьшенным вторичным спектром для широкой спектральной области** 55

4.1. Введение 55
4.2. Тонкие суперапохроматы и апохроматы из двух линз 57

4.3. Тонкие суперапохроматы из трех линз; объективы для широкой области спектра . . . 62
4.4. Суперапохроматы для ультрафиолетовой области спектра . . . 68

Глава 5. **Системы из двух зеркал с неисправленной комой и исправленной сферической аберрацией** . . . 70

5.1. О методике расчета зеркальных систем . . . 70
5.2. Системы из двух зеркал с заданным отступлением от условия синусов . . . 71
5.3. Изучение точного решения для случая, когда $\psi = c_1 \sin^2 \sigma'$ . . . 75
5.4. О максимальном диаметре главного зеркала и предельном относительном отверстии систем из двух зеркал (при $\psi = c_1 \sin^2 \sigma'$) . . . 80
5.5. Частные случаи (варианты зеркальных систем) . . . 81
5.5.1. Системы со сферическим главным зеркалом (81). 5.5.2. Система Боттема – Вудруффа (84). 5.5.3. Системы со специальной функцией комы ψ (точное решение) (86). 5.5.4. Стигматическая система из двух зеркал с известной фигурой главного зеркала (90). 5.5.5. Стигматическая система с последней поверхностью, не являющейся телом вращения (92).

Глава 6. **Предфокальные системы из двух зеркал** . . . 96

6.1. Математические выражения для профилей зеркал . . . 96
6.2. Апланатические системы . . . 99
6.2.1. Система Ричи – Кретьена и ее модификации (99). 6.2.2. Системы Корша (102). 6.2.3. Рассмотрение общего случая двухзеркальных предфокальных апланатических систем (105). 6.2.4. "Спутники" с вынесенной фокальной поверхностью (110). 6.2.5. Система Шварцшильда (112). 6.2.6. Анастигматы из двух зеркал. Методика расчета (115).

Глава 7. **Зафокальные апланатические системы из двух зеркал** . . . 118

7.1. Основные формулы . . . 118
7.2. Новые зафокальные апланатические системы . . . 125
7.3. Зафокальные системы с большими углами падения лучей на зеркала . . . 130
7.4. Светосильные побочные системы . . . 131
7.5. "Спутники" с вынесенной фокальной поверхностью . . . 133

Глава 8. **Сложные зеркальные системы** . . . 135

8.1. Точный метод расчета зеркальных и зеркально-линзовых систем 135
8.2. Системы из трех зеркал . . . 140
8.3. Системы из четырех зеркал . . . 145

Глава 9. **Зеркально-линзовые системы** . . . 148

9.1. Система Шмидта . . . 148
9.2. Менисковые системы . . . 150
9.3. Система с тонкой отрицательной линзой . . . 153
9.4. Системы с двухлинзовым афокальным компенсатором (системы Слефогта – Рихтера) . . . 156
9.5. Концентрические светосильные объективы . . . 157
9.6. Системы, использующие зеркало Манжена . . . 159
9.7. Зеркально-линзовые системы с компенсатором в сходящемся пучке . . . 160
9.7.1. Системы со сферической оптикой (160). 9.7.2. Зеркально-линзовые системы с асферическими поверхностями с компенсатором в сходящемся пучке (162).

Глава 10. **Космическая оптика** . . .

10.1. Космический ультрафиолетовый телескоп ("УФТ") . . .
10.2. Характеристики системы Ричи – Кретьена для телескопа "УФТ"
10.3. Перспективные проекты звездных космических телескопов . . .
10.3.1. Проект "Космический телескоп" ("КТ") (171). 10.3.2. Проект "Старлэб" (172).
10.4. Космические интерферометры . . .
10.5. Проекты больших космических телескопов нового поколения
10.6. Оптика для наблюдений в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра . . .
10.7. Перспективные космические телескопы для наблюдений Солнца

Заключение . . .

Список литературы . . .

ПРЕДИСЛОВИЕ

Астрономическая оптика в настоящее время интенсивно развивается; создаются все новые инструменты как для наземных, так и для космических наблюдений. Расчеты астрономической оптики должны быть выполнены весьма тщательно, а изготовление и контроль ее должны быть первоклассными по точности, иначе прибор может быстро устареть, что недопустимо ввиду значительной трудоемкости и дороговизны крупных астрономических инструментов.

Литература по астрономической оптике довольно бедна и представлена в основном статьями в периодических изданиях. Исключением является книга Н.Н. Михельсона [1], замечательная как своим содержанием, так и стилем изложения. Однако, освещая энциклопедически широкий круг вопросов, эта книга поневоле недостаточно полно излагает вопросы астрономической оптики в узком смысле слова. Кроме того, некоторые разделы этой книги уже устарели и нуждаются в переработке. Классические книги известного советского оптика Д.Д. Максутова [2, 3] значительно устарели. Поэтому естественно желание автора хотя бы частично восполнить этот пробел. Ввиду небольшого объема этой книги в ней рассматривается ограниченный материал, в основном не освещенный в других монографиях.

В значительной мере автор использует собственные новые исследования и вычисления. Большое внимание нами уделено новым системам и новым точным методам расчета. Книга рассчитана на широкий круг читателей; она может быть полезна как астроному-профессионалу, так и оптику-вычислителю, конструктору-приборостроителю, а также аспирантам и студентам.

Предполагается знакомство читателя с основами астрономической оптики, например с книгами [1, 4, 5].

Глава 1

ЭЛЕМЕНТЫ ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ

1.1. Изображение точечного источника в безаберрационном телескопе при отсутствии экранирования

Практика показала, что даже объектив, не имеющий аберраций, не может построить в фокусе точечное изображение звезды. Теория этого явления рассмотрена во многих трудах [1, 6, 7], поэтому ограничимся только кратким изложением.

В случае точечного источника до объектива доходит сферический фронт волны (для точки на бесконечности – звезды – волновой фронт можно считать плоским). Каждая точка волнового фронта находится в одинаковой фазе колебаний. Согласно принципу Гюйгенса – Френеля каждую точку волновой поверхности можно рассматривать как центр самостоятельных колебаний, причем колебания обладают способностью интерферировать между собой. Поэтому, если в какую-либо точку экрана придут два колебания одинаковой амплитуды, но противоположные по фазе, то в результате их интерференции свет исчезнет. Если для всех точек экрана, помещенного в плоскости Гаусса безаберрационного объектива, просуммировать все колебания с учетом их амплитуд и фаз, то выяснится, что только в непосредственной близости к гауссову изображению имеется заметная освещенность. В остальных точках поля освещенность близка к нулю. Вследствие дифракции света на зрачке изображение имеет вид диска, окруженного системой радужных колец, яркость которых ослабевает к периферии. Это так называемое дифракционное изображение точки. Английский астроном Дж. Эри в 1834 г. показал, что распределение освещенности E в изображении точечного источника, создаваемое идеальной оптической системой с круглым входным зрачком, определяется выражением

$$E = a_0^2 \frac{\pi^2}{\lambda^2} \frac{D^4}{4f_0'^2} \left(\frac{J_1(q_1)}{q_1}\right)^2, \tag{1.1}$$

где a_0 – амплитуда колебания на входном зрачке, D – диаметр входного зрачка, f_0' – фокусное расстояние системы, J_1 – функция Бесселя первого порядка, λ – длина волны света, q_1 – оптическое число, определяемое формулой

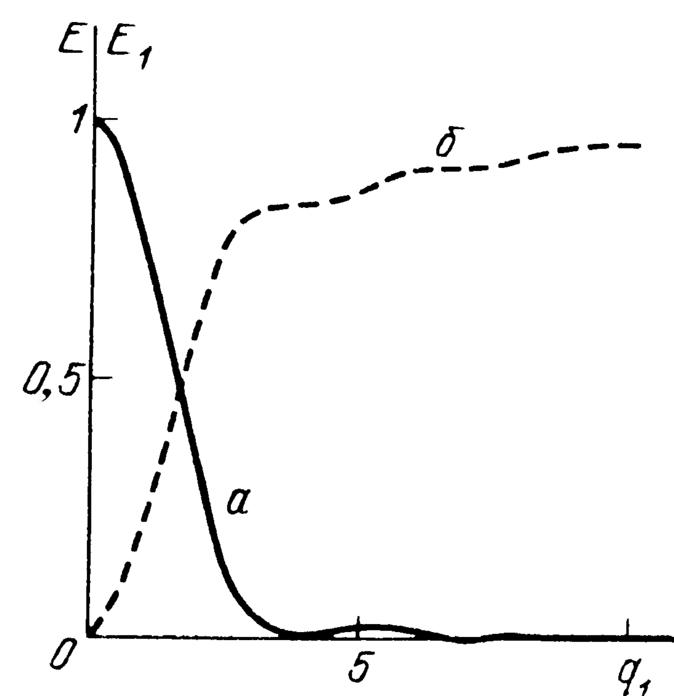
$$q_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha' \rho_1 \approx \frac{\pi}{\lambda} \frac{D}{f_0'} \rho_1, \tag{1.2}$$

в которой α' – апертурный угол, ρ_1 – расстояние точки в плоскости Гаусса от центра изображения. Если $q_1 = 0$, освещенность максимальна; она быст-

ро падает при удалении от центра изображения и достигает нуля при q_1 = = 3,832 (первое темное кольцо). За этим темным кольцом следует ряд светлых колец убывающей интенсивности, разделенных темными кольцами. Центральное светлое пятно называют пятном или кружком Эри. Если принять освещенность в центре кружка Эри за единицу, то (1.1) упростится:

$$E = \frac{4}{q_1^2} J_1^2(q_1). \tag{1.3}$$

Это распределение изображено на рис. 1.1 (кривая *а*); свет распространяется по всей фокальной плоскости телескопа, но неравномерно – 83,8%



Р и с. 1.1. Распределение освещенности E (*а*) и энергии E_1 (*б*), создаваемое безаберрационным объективом в плоскости Гаусса

энергии сосредоточено в кружке Эри. Внутри круга радиуса q_1 сосредоточена доля энергии (формула Рэлея)

$$E_1 = 1 - J_0^2(q_1) - J_1^2(q_1), \tag{1.4}$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка первого рода. Кривая E_1 также изображена на рис. 1.1 (кривая *б*). В табл. 1.1 даны значения q_1 для темных и светлых колец, значения E и E_1 и доля ΔE_1, приходящаяся на центральное пятно и на каждое из первых пяти колец.

Средняя освещенность в кольцах убывает приблизительно пропорционально кубу расстояния от центра изображения, а ΔE_1 – пропорционально квадрату расстояния. В кольцах от 4-го до 50-го содержится 4,37% всей энергии: от 50-го до ∞ – всего 0,4%. Радиус r кружка Эри можно также выразить простой формулой, получаемой из (1.2),

$$r = 1{,}2197\,\lambda\forall, \tag{1.5}$$

где $\forall = f_0'/D$ – величина, обратная относительному отверстию A объектива. Заметим, что эта формула теряет точность при больших A, т.е. для светосильных систем.

Д.Д. Максутов [2] приводит таблицу значений r, выраженных в микрометрах, для различных значений $A = 1/\forall$; мы пересчитали эту таблицу и для других λ (табл. 1.2). В этой таблице длина волны в микрометрах дана как индекс у r (λ = 0,1 мкм = 1000 Å – это далекая ультрафиолетовая область, в которой работают современные космические телескопы; λ = = 0,555 мкм – видимая область – максимум чувствительности глаза; λ = 10 мкм – инфракрасная область, наблюдения в которой интенсивно развиваются).

Т а б л и ц а 1.1

Характеристики безаберрационного дифракционного изображения точки

Деталь изображения	q_1	E	E_1	ΔE_1
Кружок Эри	0,0	1,0		0,8378
1-й минимум	3.832	0,0	0,8378	
1-е светлое кольцо	5,136	0,017498		0,0722
2-й минимум	7,016	0,0	0,9099	
2-е светлое кольцо	8,417	0,004158		0,0277
3-й минимум	10,173	0,0	0,9376	
3-е светлое кольцо	11,620	0,001601		0,0146
4-й минимум	13,324	0,0	0,9523	
4-е светлое кольцо	14,796	0,000779		0,0091
5-й минимум	16,471	0,0	0,9614	
5-е светлое кольцо	17,96	0,000437		0,0062
6-й минимум	19,616	0,0	0,9676	

Т а б л и ц а 1.2

Зависимость радиуса r кружка Эри от относительного отверстия A системы

A	$r_{0,1}$	$r_{0,555}$	r_{10}	A	$r_{0,1}$	$r_{0,555}$	r_{10}
1 : 2,5	0,305	1,69	30,5	1 : 25	3,05	16,9	305
1 : 5	0,61	3,39	61,0	1 : 50	6,10	33,9	610
1 : 10	1,22	6,77	122	1 : 100	12,2	67,7	1220

Т а б л и ц а 1.3

Угловой радиус γ кружка Эри как функция диаметра входного зрачка; λ = 0,555 мкм

D, м	γ	D, м	γ	D, м	γ
0,1	1,40″	0,8	0,174″	4	0,0349″
0,25	0,559	1	0,140	6	0,0232
0,5	0,279	2,5	0,0559	25	0,00559

Если выразить r в угловой мере, то (1.5) примет вид

$$\gamma = \frac{1{,}2197\lambda}{D}, \tag{1.6}$$

где γ – угловой радиус кружка Эри в радианах, D – диаметр входного зрачка. Принимая λ = 0,555 мкм, запишем (1.6) в виде

$$\gamma = \frac{0{,}1396}{D} \text{ секунд дуги,}$$

где D выражен в метрах. Табл. 1.3 иллюстрирует эту зависимость. Таким образом, телескоп БТА с зеркалом диаметром 6 м в идеальных условиях

мог бы построить изображение с угловым диаметром кружка Эри 0,0464″, а проектируемый в СССР гигантский телескоп с составным зеркалом диаметром 25 м [8] имел бы диаметр изображения звезды при идеальных условиях около 0,011″. Разумеется, атмосферная турбуленция не позволит получить изображение кружка Эри, но для космических телескопов это достижимо.

1.2. О разрешающей силе телескопа

При наблюдениях тесных двойных звезд с угловым расстоянием, меньшим некоторого предельного угла разрешения ψ_1, наблюдатель видит одну звезду. Если $\psi_1 \ll \gamma$, то оба изображения сливаются в одно и между ними нет заметного снижения освещенности. Согласно Д.Д. Максутову [2] первые признаки появления потемнения между двумя кружками Эри для звезд равного блеска наступают при $\psi_1 = 0{,}78\gamma = \gamma_0$. При дальнейшем увеличении расстояния между изображениями глубина промежутка растет. Предельным углом разрешения Д.Д. Максутов считает такой, при котором перемычка между изображениями двух звезд слабее самих звезд не менее чем на 1,5%; обозначим его $\gamma_{1,5}$. Уверенное разрешение наступает, если контраст изображений звезд и промежутка составляет 5% (угол γ_5). Согласно Рэлею уверенное разрешение достигается тогда, когда центр пятна Эри одной звезды попадает на первое темное кольцо второй звезды (угол γ_{26}) – контраст изображений звезд и промежутка достигает 26%:

$$\gamma_{26} = 1{,}2197\lambda/D.$$

Величина $1/\gamma_{26}$ называется разрешающей силой по Рэлею. Для $\lambda = 0{,}555$ мкм

Таблица 1.4

Значения коэффициентов $K_{1.5}$ и K_5 от разности блеска звезд Δm двойной звезды

Δm	$K_{1,5}$	K_5	Δm	$K_{1,5}$	K_5
0,0	1,0	1,0	1,5	1,28	1,30
0,5	1,14	1,13	2,0	1,31	1,38
1,0	1,23	1,22	2,5	1,34	1,48

имеем [2] в секундах дуги $\gamma_0 = 0{,}109/D$; $\gamma_{1,5} = 0{,}114/D$; $\gamma_5 = 0{,}120/D$; $\gamma_{26} = 0{,}140/D$, где D выражен в метрах. Например, телескоп диаметром 140 мм может разрешить двойную звезду с расстоянием между компонентами 1″, а телескоп диаметром 6 м – пару с расстоянием 0,023″, если обе звезды имеют одинаковый блеск. Если две близкие звезды имеют различный блеск, то надо произвести суммирование освещенностей и определить величину минимума у этой функции. Д.Д. Максутов [2] приводит значения коэффициентов $K_{1,5}$, K_5, показывающих, во сколько раз падают $\gamma_{1,5}$ и γ_5 с уменьшением блеска Δm слабой звезды относительно яркой (табл. 1.4).

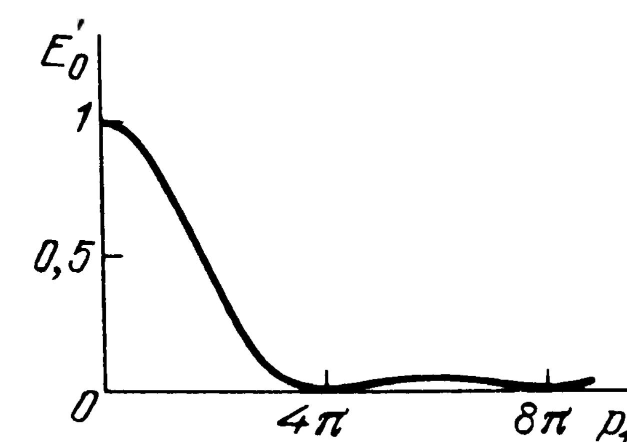
1.3. Изображение протяженных объектов

Уже более 20 лет принято оценивать качество системы частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ). Это понятие было перенесено в оптику из теории связи, поскольку с этой точки зрения оптическая система и приемник изображения являются каналом для передачи информации. Этот вопрос детально изучен во многих книгах, например [1, 7], а потому мы рассматривать его не будем.

Астронома мало интересуют изображения периодических структур, поскольку на небе подобных структур нет; для него интересны характер изображений дисков малого диаметра как светлых (планеты), так и темных (пятна на Солнце), граница темного и светлого полей (лимб и терминатор Луны, планет), линейные образования типа волокнистых туманностей, трещин на Луне и т.д. Обширные расчеты дифракционных изображений подобных объектов были выполнены Д.Д. Максутовым [2] и Н.Н. Михельсоном [1].

1.4. Дифракционное изображение точечного объекта при наличии дефокусировки

Допустим сначала, что объектив не имеет аберраций, но плоскость установки не совпадает с центром кривизны сферической волновой поверхности на величину z, т.е. имеет место дефокусировка (плоскостью установки называют ту плоскость, где происходит регистрация оптического изображения, например, помещается фотопластинка; она параллельна плоскости



Р и с. 1.2. Распределение освещенности E_0' на оптической оси в безаберрационном объективе

Гаусса, но обычно не совпадает с ней). Подробно этот вопрос рассмотрен в монографии Э. Линфута [6]; здесь ограничимся кратким изложением этого явления в рамках физической оптики. По мере роста дефокусировки z в дифракционном изображении начинает падать яркость центрального максимума, тогда как кольца увеличиваются в диаметре и светлые кольца приобретают бóльшую яркость, а в темных появляется свет. Концентрация энергии уменьшается, а освещенность в изображении точки падает медленнее, нежели в сфокусированном изображении. Возьмем декартову систему координат x, y, z с началом в фокальной плоскости и совместим ось z с оптической осью объектива. Введем обозначение

$$p_1 = \frac{\pi}{2\lambda} A^2 z = \frac{2\pi}{\lambda} (\alpha')^2 z. \tag{1.8}$$

Тогда для точки, расположенной на оптической оси ($q_1 = 0$), при наличии

дефокусировки p_1 освещенность E_0' выразится формулой

$$E_0' = E_0 \left(\sin\frac{p_1}{4} \Big/ \frac{p_1}{4}\right)^2, \tag{1.9}$$

где E_0 – освещенность на оси при $p_1 = 0$, т.е. при отсутствии дефокусировки. На рис. 1.2 изображена E_0' как функция p_1.

Из рисунка ясно, что при дефокусировке на величину $p_1 = 4\pi$ в центре изображения звезды появляется темная точка; вообще она появляется при $p_1 = 4\pi n$, где n – целое. Согласно А. Марешалю и М. Франсону [7] резкость изображения заметно не ухудшается, если $p_1 \leqslant \pi$; тогда из (1.8) находим

$$z \leqslant 2\lambda A^{-2}. \tag{1.10}$$

При этом $E_0'/E_0 \geqslant 0{,}8$, т.е. освещенность в центре ядра превышает 0,8 от случая идеальной фокусировки. Приведем таблицу допустимых дефокусировок $z_д$ для $\lambda = 0{,}555$ мкм и различных относительных отверстий A (табл. 1.5).

Поскольку z линейно зависит от λ, $z_д$ для инфракрасной области будет пропорционально больше, а для ультрафиолетовой области соответственно

Таблица 1.5

Значения допустимой дефокусировки $z_д$ при различных относительных отверстиях A объектива, не имеющего аберраций

A	$z_д$, мм	A	$z_д$, мм	A	$z_д$, мм
1 : 2	0,005	1 : 7	0,054	1 : 15	0,250
1 : 3	0,01	1 : 10	0,110	1 : 30	1,000
1 : 5	0,028				

меньше. Например, для $\lambda = 0{,}14$ мкм и $A = 1:2$ допустимое значение дефокусировки $z_д$ составляет 1 мкм. При наличии дефокусировки концентрация энергии уменьшается, а освещенность в изображении точки падает значительно медленнее, нежели в точно сфокусированном изображении, что приводит к нерезкости и падению контраста. Н. Хопкинс [9] показал, что если дефокусировка превышает $\lambda/4$ (в волновой мере), то ЧКХ заметно ухудшается.

1.5. Допуски на аберрации

На практике стремятся рассчитать и изготовить оптическую систему так, чтобы ее аберрации не выходили из тех или иных пределов, определяемых назначением системы.

Поэтому важно определить максимальную величину аберрации, при которой качество изображения заметно не ухудшается. Этот вопрос впервые был изучен Дж. Рэлеем [7] для случая сферической аберрации: Рэлей показал, что если волновая поверхность, создаваемая оптическим прибором,

может быть заключена между двумя сферами, расположенными на расстоянии, равном $\lambda/4$, то изображение остается еще очень близким к изображению, создаваемому прибором без аберраций. Это известный критерий Рэлея. Д.Д. Максутов [2] считает этот допуск слишком мягким и рекомендует использовать допуск $\lambda/10$, однако этот критерий не получил распространения. Случай допустимой дефокусировки, описанный выше, также опирается на критерий Рэлея. А. Марешаль и М. Франсон [7] нашли значения допусков для различных аберраций, исходя из условия, что допустимо уменьшение освещенности на 20% в центральном максимуме изображения звезды. При этом оказалось, что допустимая величина среднего квадратического отклонения Δ_1^2 (деформации) волновой поверхности относительно некоторой сферы должна удовлетворять неравенству

$$\Delta_1^2 \leqslant \frac{\lambda^2}{180}. \tag{1.11}$$

Для случая дефокусировки это условие совпадает с критерием Рэлея. Определим допуск на различные аберрации, следуя [7].

Рассмотрим прежде всего допуск на сферическую аберрацию 3-го порядка. Очевидно, что можно найти наилучшую фокусировку, при которой Δ_1^2 минимально; при этом сфера сравнения пересекает поверхность волны на краю зрачка, а фокусировка осуществляется на середину длины отрезка продольной сферической аберрации. При этих условиях максимальное отклонение волновой поверхности относительно сферы сравнения не превышает $\lambda/4$, т.е. соответствует допуску Рэлея. Максимально допустимая продольная аберрация $\Delta s_3'$ равна

$$\Delta s_3' \leqslant 16A^{-2}\lambda. \tag{1.12}$$

Сравнивая (1.12) с допуском на дефокусировку (1.10), заключаем, что допуск на продольную сферическую аберрацию третьего порядка в восемь раз грубее. Табл. 1.6 дает значения $\Delta s_3'$ при различных A для $\lambda = 0{,}555$ мкм ($\Delta s_3'$ дано в мм).

В реальной системе обычно стремятся выполнить такую балансировку сферической аберрации на оси, чтобы Δ_1^2 была минимальной. При этом допустимая деформация Δ_1 волновой поверхности при отсутствии дефокусировки определяется формулой (учитываются аберрации 3-го и 5-го порядков) [7]

$$\Delta_1 = 3{,}75\lambda\left(m^6 - \frac{3}{2}m^4\right), \tag{1.13}$$

где m – ордината выходного зрачка (при нормировке $m = 1$ для максимального отверстия). При этом допуск на максимальную продольную сферическую аберрацию определяется выражением

$$\Delta s_n' \leqslant 24A^{-2}\lambda, \tag{1.13а}$$

где $\Delta s_n'$ – продольная сферическая аберрация, соответствующая (1.13).

Таблица 1.6
Допустимая продольная сферическая аберрация третьего порядка при различных относительных отверстиях A объектива

A	$\Delta s'_3$	A	$\Delta s'_3$	A	$\Delta s'_3$
1 : 2	0,0355	1 : 7	0,436	1 : 50	22,2
1 : 3	0,080	1 : 10	0,89	1 : 70	43,5
1 : 5	0,222	1 : 15	2,0	1 : 100	89,0
		1 : 30	8,0		

Таблица 1.7
Допустимая продольная сферическая аберрация при наличии членов третьего и пятого порядков (см. (1.13))

A	$\Delta s'_n$	A	$\Delta s'_n$	A	$\Delta s'_n$
1 : 2	0,053	1 : 10	1,34	1 : 50	33,3
1 : 3	0,120	1 : 15	3,0	1 : 70	65,2
1 : 5	0,333	1 : 30	12,0	1 : 100	134
1 : 7	0,653				

Табл. 1.7 иллюстрирует эту формулу ($\Delta s'_n$ в мм). Таким образом, система, у которой аберрация 3-го порядка компенсируется аберрацией 5-го порядка так, что продольная аберрация на краю отверстия равна нулю, допускает в 1,5 раза бо́льшие значения продольной аберрации, нежели система с чистой аберрацией 3-го порядка.

Для случая чистой комы 3-го порядка А. Марешаль и М. Франсон [7] дают следующие условия для максимальной деформации $\Delta_к$ волновой поверхности относительно сферы, центр которой совмещен с параксиальным изображением:

$$\Delta_к \leqslant 0{,}6\lambda. \tag{1.14}$$

Для астигматизма 3-го порядка максимальное отклонение $\Delta_а$ волновой поверхности от сферы сравнения не должно превышать

$$\Delta_а \leqslant 0{,}17\lambda, \tag{1.15}$$

т.е. допуск на астигматизм является более жестким, нежели на другие аберрации.

1.6. Влияние аберраций на дифракционное изображение звезды

В общем случае распределение освещенности в изображении при наличии произвольных аберраций требует громоздких вычислений, выполняемых обычно на ЭВМ. Подробнее об этом можно прочесть в книгах Г.Г. Слюсарева [10] и С.А. Родионова [11]. Ограничимся изложением результатов,

начиная со сферической аберрации [6, 10]. На рис. 1.3 даны графики освещенности E при наличии дефокусировки и сферической аберрации третьего порядка; как дефокусировка, так и сферическая аберрация выражены в волновой мере. Чтобы избежать наложения кривых, каждая последующая кривая смещена вниз на 0,1; за единицу принята освещенность в центре дифракционного пятна для идеальной системы.

Таким образом, выбором соответствующей дефокусировки (оптимальным, очевидно, является случай *2*) можно получить распределение освещенности, близкое к идеальному случаю.

Исследование показало, что дальнейшее увеличение сферической аберрации приводит к быстрому уменьшению высоты (освещенности в центре)

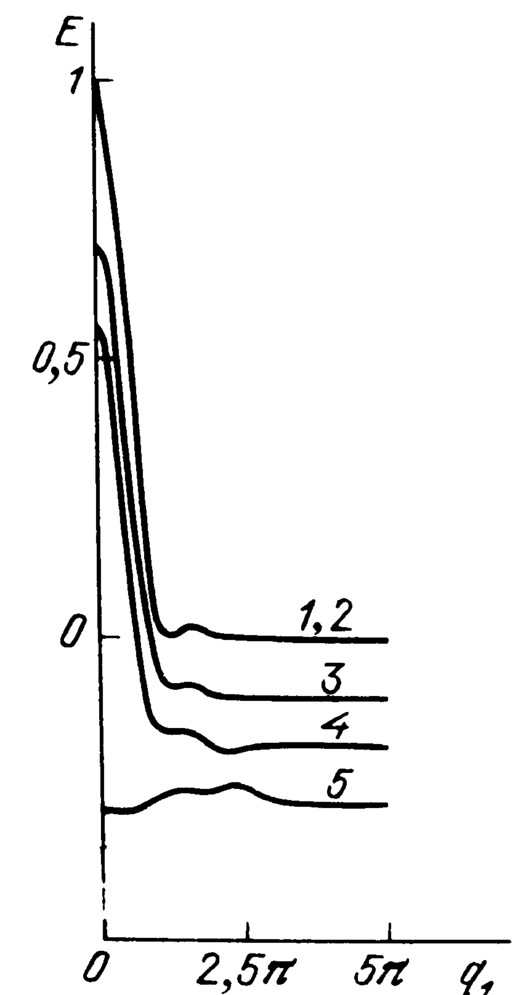
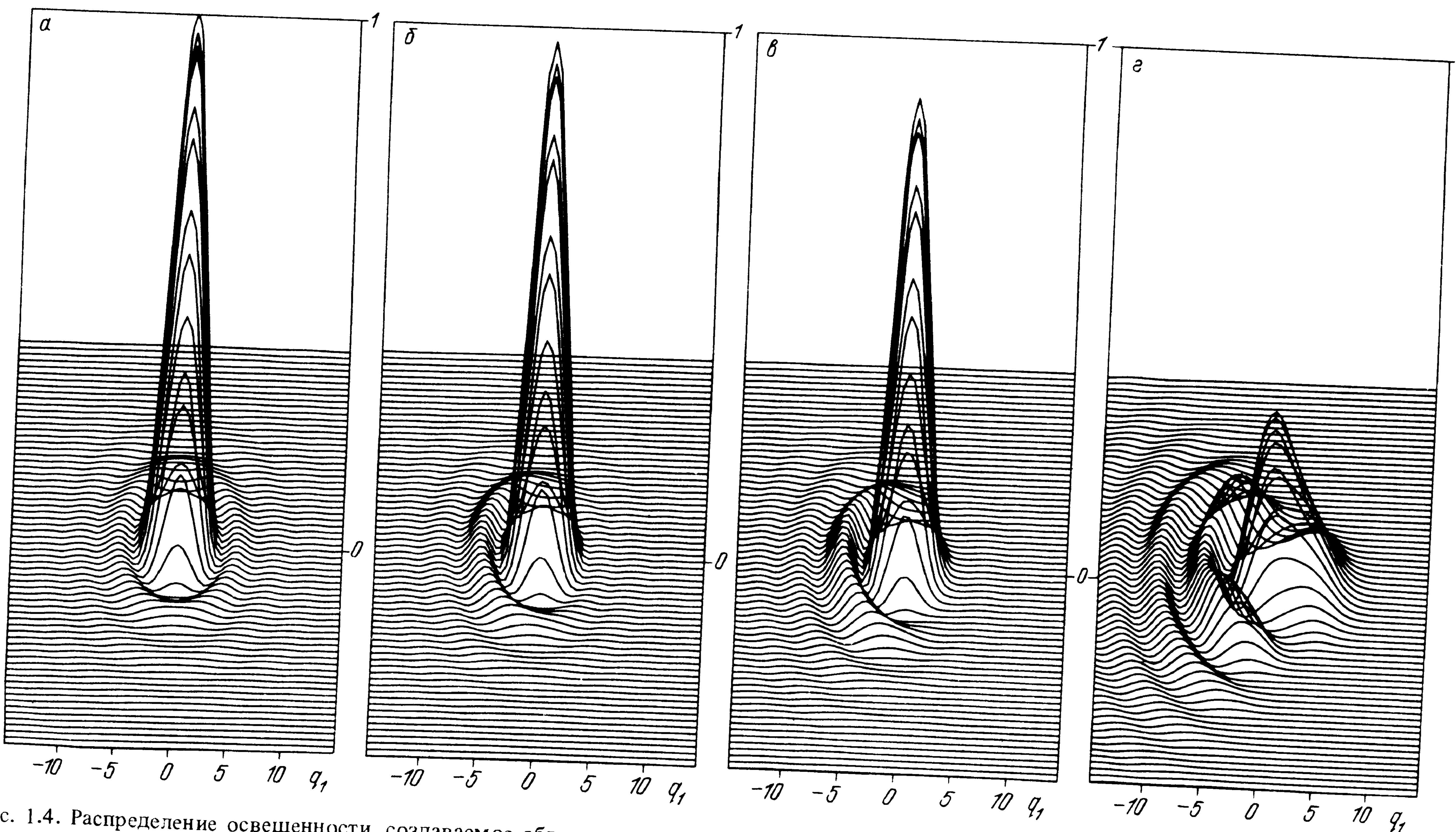


Рис. 1.3. Распределение освещенности, создаваемое объективом при наличии дефокусировки и сферической аберрации третьего порядка.
1 – Кривая для идеальной системы (аберрации нет); *2* – случай, когда сферическая аберрация, достигающая значения $\lambda/4$, скомпенсирована дефокусировкой, достигающей значения $\lambda/4$; *3* – сферическая аберрация, достигающая значения $\lambda/4$ без дефокусировки; *4* – сферическая аберрация, достигающая значения $\lambda/4$, скомпенсирована дефокусировкой, достигающей значения $\lambda/2$; *5* – сферическая аберрация, достигающая значения $\lambda/4$, скомпенсирована дефокусировкой, достигающей значения $^5/_4\,\lambda$

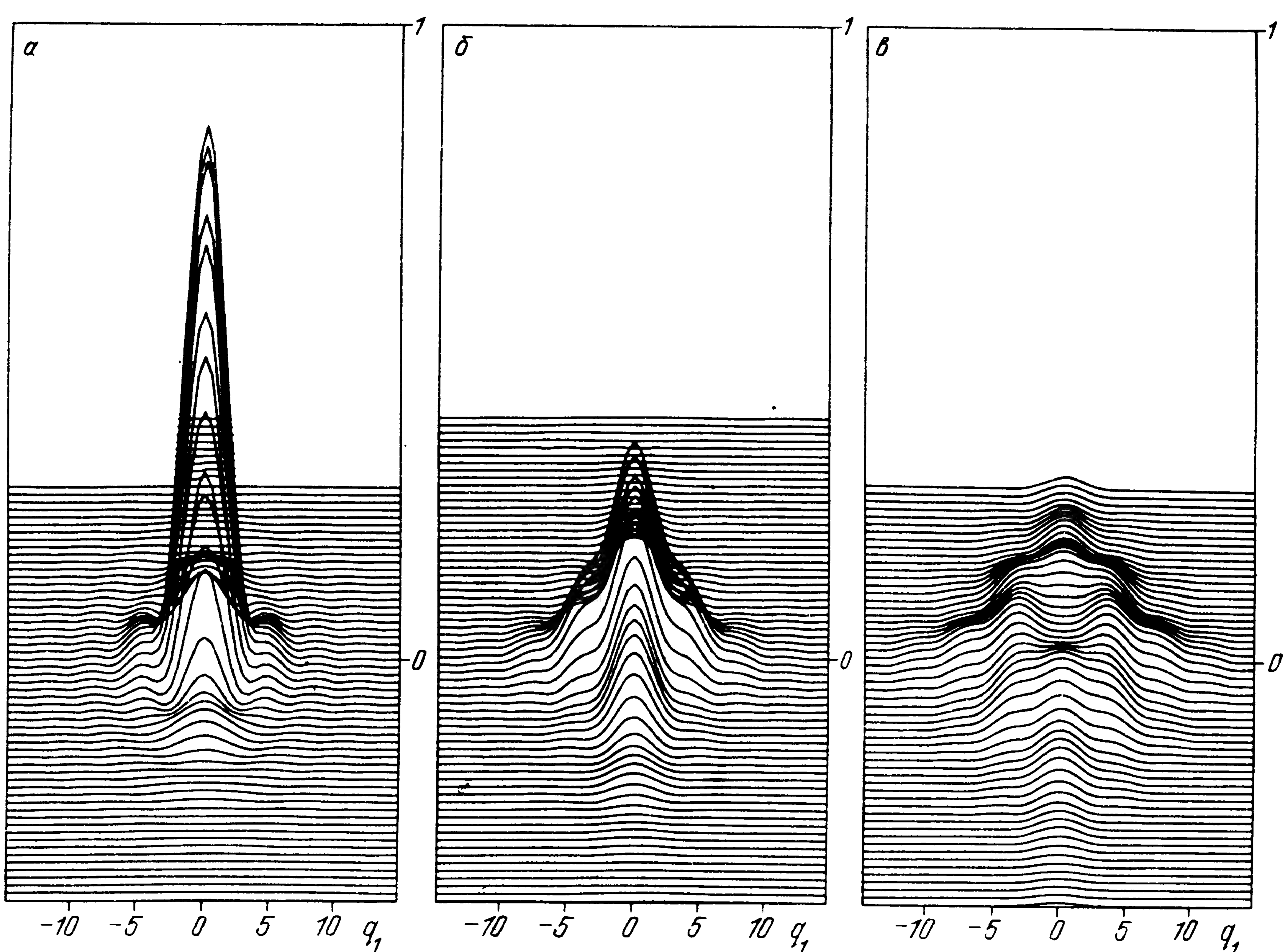
центрального максимума. Волновая аберрация N комы 3-го порядка [6] в полярных координатах ρ, φ равна $N = K_к\left(\rho^3 - \dfrac{2}{3}\rho\right)\cos\varphi$; $K_к$ – коэффициент комы.

Рассмотрим также влияние комы третьего порядка на распределение освещенности в дифракционном изображении звезды. На рис. 1.4 представлены идеальное изображение и изображения с коэффициентом комы 0,24λ, 0,48λ, 1,4λ.

Очевидно, что во втором случае изображение практически не отличается от идеального, если не считать легкой асимметрии колец вокруг центрального максимума; в третьем случае, помимо значительной асимметрии колец, наблюдается уменьшение высоты центрального максимума до 0,88 от идеального. В четвертом случае картина значительно ухудшается, высота центрального максимума составляет 0,32 при резком усилении колец – впрочем, кольцами их можно назвать только по традиции, поскольку они имеют серповидную форму, а в целом дают кометообразную фигуру рассеяния. Дальнейшее увеличение комы приводит к удлинению "хвоста" комы



Р и с. 1.4. Распределение освещенности, создаваемое объективом в квадратном участке плоскости Гаусса с центром на оптической оси: безаберрационное изображение (*а*), изображения с коэффициентом комы $K_к = 0{,}24\,\lambda$ (*б*), $K_к = 0{,}48\lambda$ (*в*), $K_к = 1{,}4\,\lambda$ (*г*)



Р и с. 1.5. Распределение освещенности, создаваемое объективом в квадратном участке плоскости Гаусса с центром на оптической оси при наличии астигматизма третьего порядка: коэффициент астигматизма $K_а = \lambda/6{,}25$ (*а*), $K_а = \lambda/2{,}5$ (*б*), $K_а = \lambda/1{,}56$ (*в*)

и уменьшению высоты центрального максимума [6]. Волновой астигматизм N равен [6] $N = K_a \rho^2 \cos 2\varphi$ (K_a – коэффициент астигматизма).

Влияние астигматизма третьего порядка на распределение освещенности в плоскости минимального геометрического пятна рассеяния для изображения звезды показано на рис. 1.5 для $K_a = \lambda/6{,}25$, $\lambda/2{,}5$ и $\lambda/1{,}56$. Первый случай мало отличается от идеального: высота центрального максимума составляет 0,84 от идеального, а первое кольцо распалось на четыре световых пятна, расположенные крестообразно, – это позволяет обнаружить даже слабый астигматизм, если изображение точечного источника рассматривать в микроскоп. Во втором случае происходит дальнейшее ухудшение изображения – резкое снижение центрального максимума (0,34 от идеального) и слияние его с близлежащими максимумами в четыре луча, расположенные крестообразно. Наконец, в третьем случае картина неузнаваемо изменяется – вместо максимума в центре появляется минимум (0,064 от идеального), окруженный четырьмя светлыми лучами. Изображения на рис. 1.4, 1.5 построены на графопостроителе ЭВМ ЕС 1033 по специальной программе. При дальнейшем увеличении аберраций – сферической, комы, астигматизма – вид изображения точки все больше приближается к тому, который дает геометрическая оптика; он может быть получен с помощью точек пересечения лучей с плоскостью установки (точечной диаграммы), если выполнены следующие условия: 1) лучи попадают на волновую поверхность со стороны объекта в точках, образующих правильную квадратную сетку, т.е. каждый луч изображает одну и ту же часть светового потока; 2) число лучей должно быть не меньше 200 – 300 на весь зрачок.

1.7. Влияние центрального экранирования на безаберрационное дифракционное изображение звезды

1.7.1 Введение. В настоящее время широкое распространение получили оптические системы с кольцевой формой входного зрачка, имеющие зачастую большое центральное виньетирование. К ним принадлежат, например, рентгеновские системы, наподобие известного телескопа "Эйнштейн" [12], некоторые системы Ричи–Кретьена, зеркальные и зеркально-линзовые системы [1]. Этому вопросу посвящены работы [1, 6, 13], но ряд вопросов, интересующих астронома, остается открытым. К ним принадлежит вопрос о разрешающей силе телескопа с кольцевым зрачком, определение минимальных размеров диафрагмы звездного фотометра, ширины щели спектрографа и т.д. Мы здесь рассмотрим системы, не имеющие аберраций и с относительным отверстием менее 1 : 5. Эти вопросы имеют особый интерес для исследований в космосе, где отсутствует влияние атмосферы и в принципе изображение звезды может иметь дифракционное качество, как, например, на космическом телескопе диаметром 2,4 м [12].

1.7.2. Дифракционное изображение звезды для кольцевого зрачка. Впервые распределение освещенности для идеальной системы с кольцевым зрачком было получено Дж. Стюартом [14], затем этот вопрос рассматривали Э. Линфут [6], М. Борн и Э. Вольф [15] и Х. Чунко [13]. Однако эти исследования в основном теоретические и не дают полного представления о характере распределения света в изображении точки при различных

коэффициентах экранирования ϵ_1 (ϵ_1 равно отношению внутреннего диаметра кольца к внешнему диаметру). Мы выполнили детальные численные исследования распределения освещенности E и энергии E_1 для различных значений ϵ_1 с помощью специальной программы на ЭВМ ЕС1033. Вычисления освещенности производились по известному [15] выражению

$$E = \frac{4}{(1-\epsilon_1^2)^2}\left[\frac{J_1(q_1)}{q_1} - \epsilon_1^2\,\frac{J_1(\epsilon_1 q_1)}{\epsilon_1 q_1}\right]^2. \qquad (1.16)$$

(Соответствующие расчеты для первых двух дифракционных колец выполнены Н.Н. Михельсоном [16].)

Интеграл энергии может быть вычислен по формуле

$$E_1 = \frac{2}{(1-\epsilon_1^2)^2}\int_0^{q_1}[J_1(q_1) - \epsilon_1 J_1(\epsilon_1 q_1)]^2\,\frac{dq_1}{q_1}. \qquad (1.17)$$

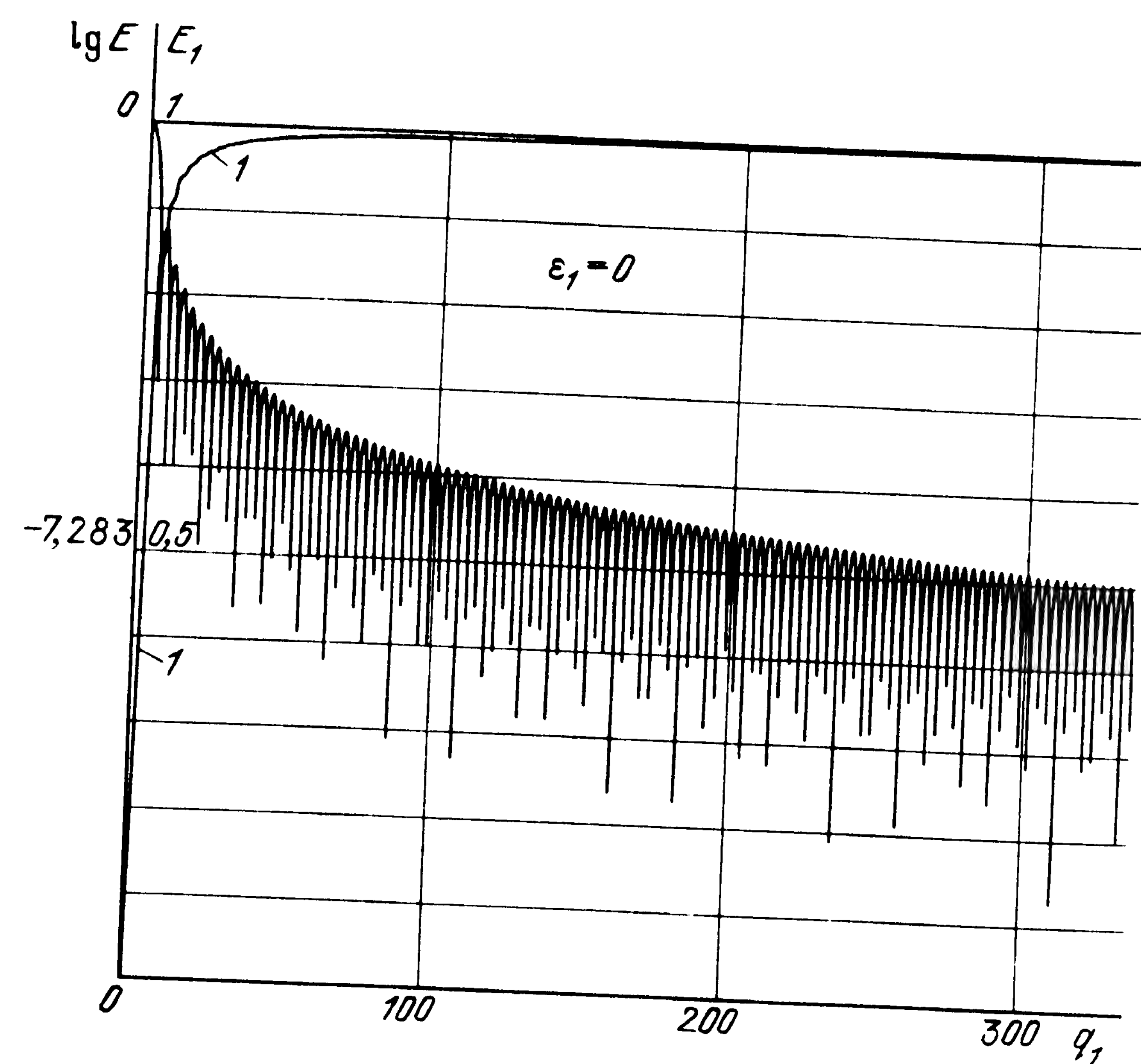
Формулы (1.16) и (1.17) нормализованы так, что в центре поля освещенность $E = 1$, а полная энергия $E_1 = 1$.

1.7.3. Результаты расчетов. Расчеты были проделаны до $q_1 = 1000$ для ряда значений ϵ_1. Кривые освещенности E (в логарифмическом масштабе) как функция q_1 (в линейном масштабе) даны на рис. 1.6–1.16. Соответствующие кривые концентрации энергии E_1 даны на этих же рисунках в линейном масштабе и обозначены цифрой 1 [17].

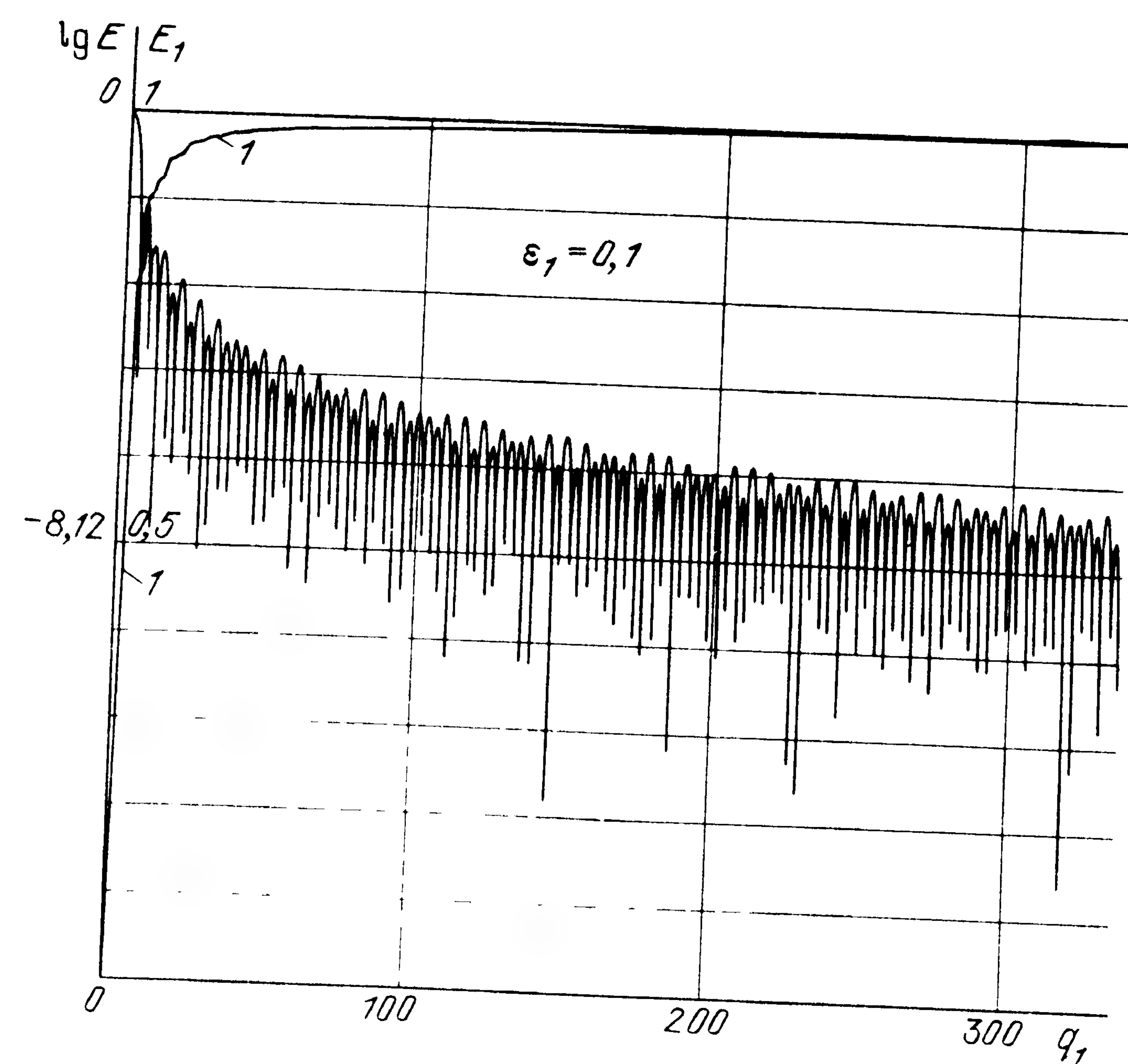
Поскольку кривые для больших значений q_1 не представляют интереса, они на рис. 1.6–1.16 не показаны. Очевидно из рис. 1.7–1.16, что для всех $\epsilon_1 \neq 0$ максимумы освещенности образуют группы, разделенные широкими минимумами. Следует различать два основных случая: 1) $\epsilon_1 < 0{,}5$ и 2) $\epsilon_1 > 0{,}5$. Для $\epsilon_1 < 0{,}5$ обычно можно выделить три вида групп: центральную группу, содержащую кружок Эри (центральный максимум) с окружающими его одним-тремя яркими максимумами (радиус этой группы обозначим $x_ц$), побочную группу, непосредственно примыкающую к центральной (ее радиус $x_п$), и периодическую группу, радиус которой $x_{пер}$ изменяется с "периодом" Δq_1.

Заметим, что побочная группа может отсутствовать; в этом случае ее заменяет первая периодическая группа. Центральная и периодическая группы существуют всегда. Из рис. 1.7–1.16 ясно, что центральная группа содержит 90% энергии, прилегающая к ней (побочная или первая периодическая группа) имеет около 5% энергии. Таким образом, на долю остальных групп приходится всего 5% энергии. Центральная группа при $\epsilon_1 = 0{,}2$–$0{,}3$ содержит два максимума, для $\epsilon_1 = 0{,}4$–$0{,}5$ – три максимума при соответствующем расширении группы. Побочная группа при $\epsilon_1 = 0{,}2$ состоит из двух максимумов. Периодическая группа содержит различное число максимумов – от четырех (при $\epsilon_1 = 0{,}5$) до нескольких десятков при $\epsilon_1 = 0{,}84$; 0,9. Заметим, что известная формула для числа n_{max} максимумов в группе [13]:

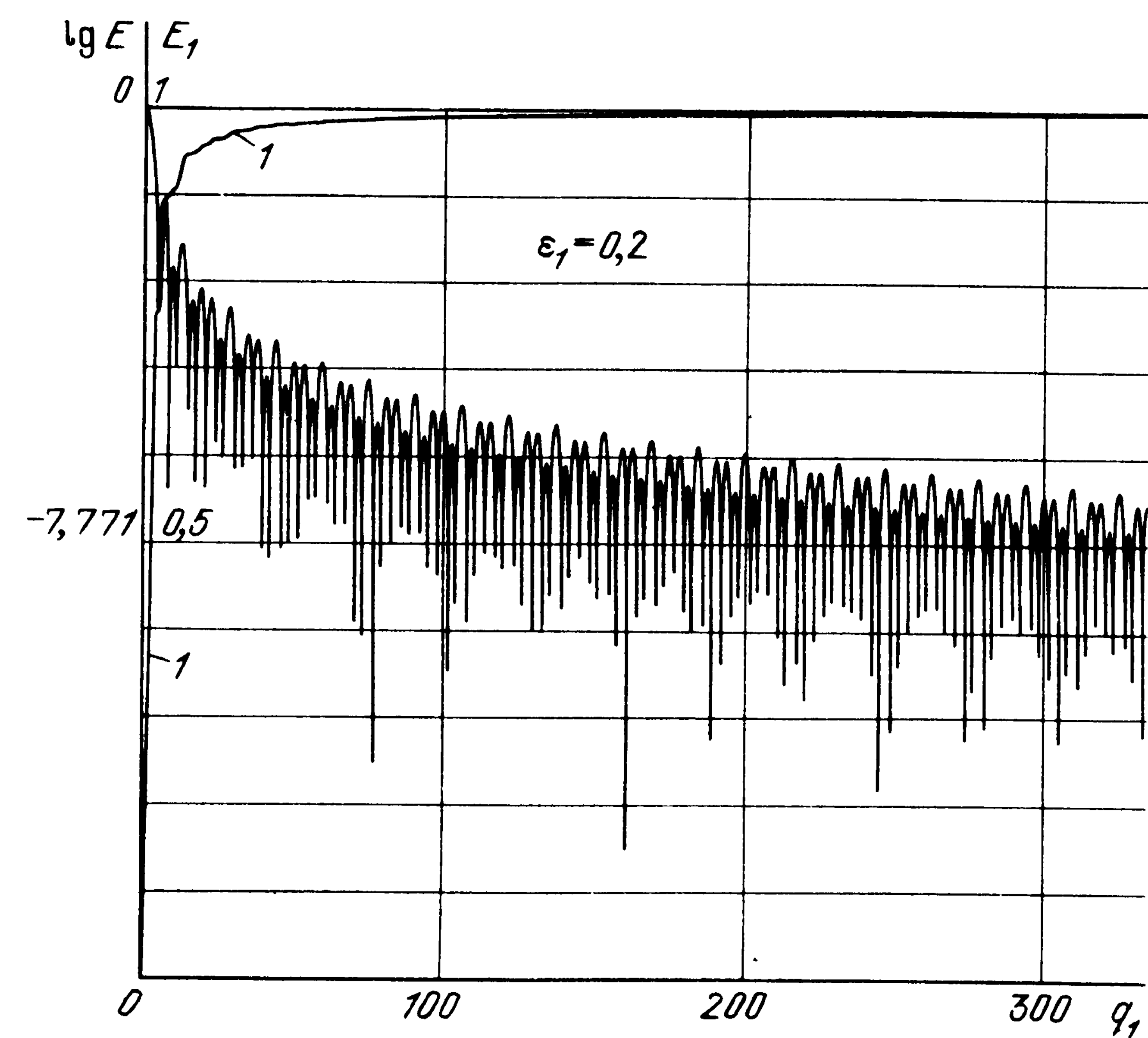
$$n_{max} = \frac{2}{1-\epsilon_1},$$



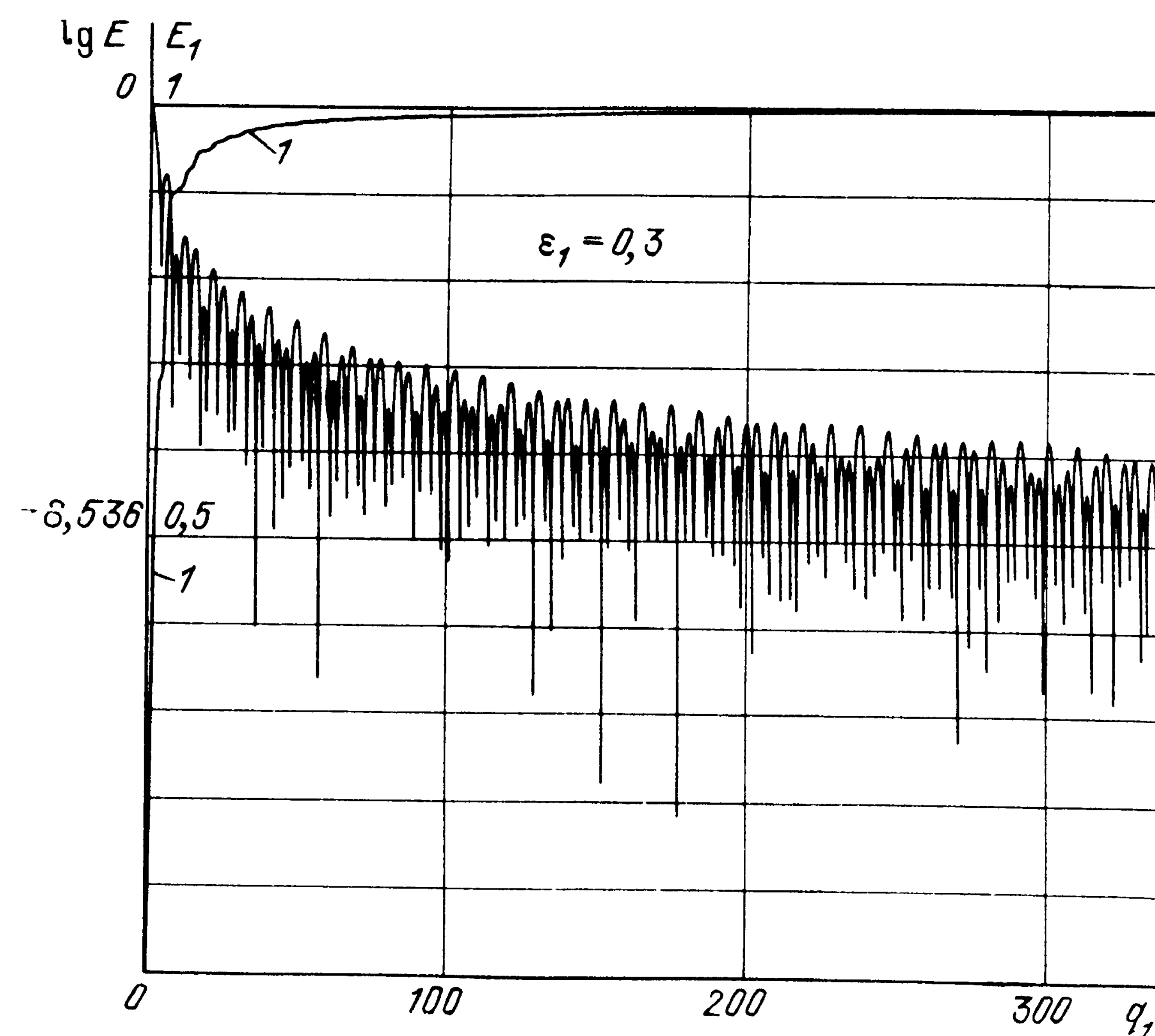
Р и с. 1.6. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при отсутствии экранирования ($\epsilon_1 = 0$)



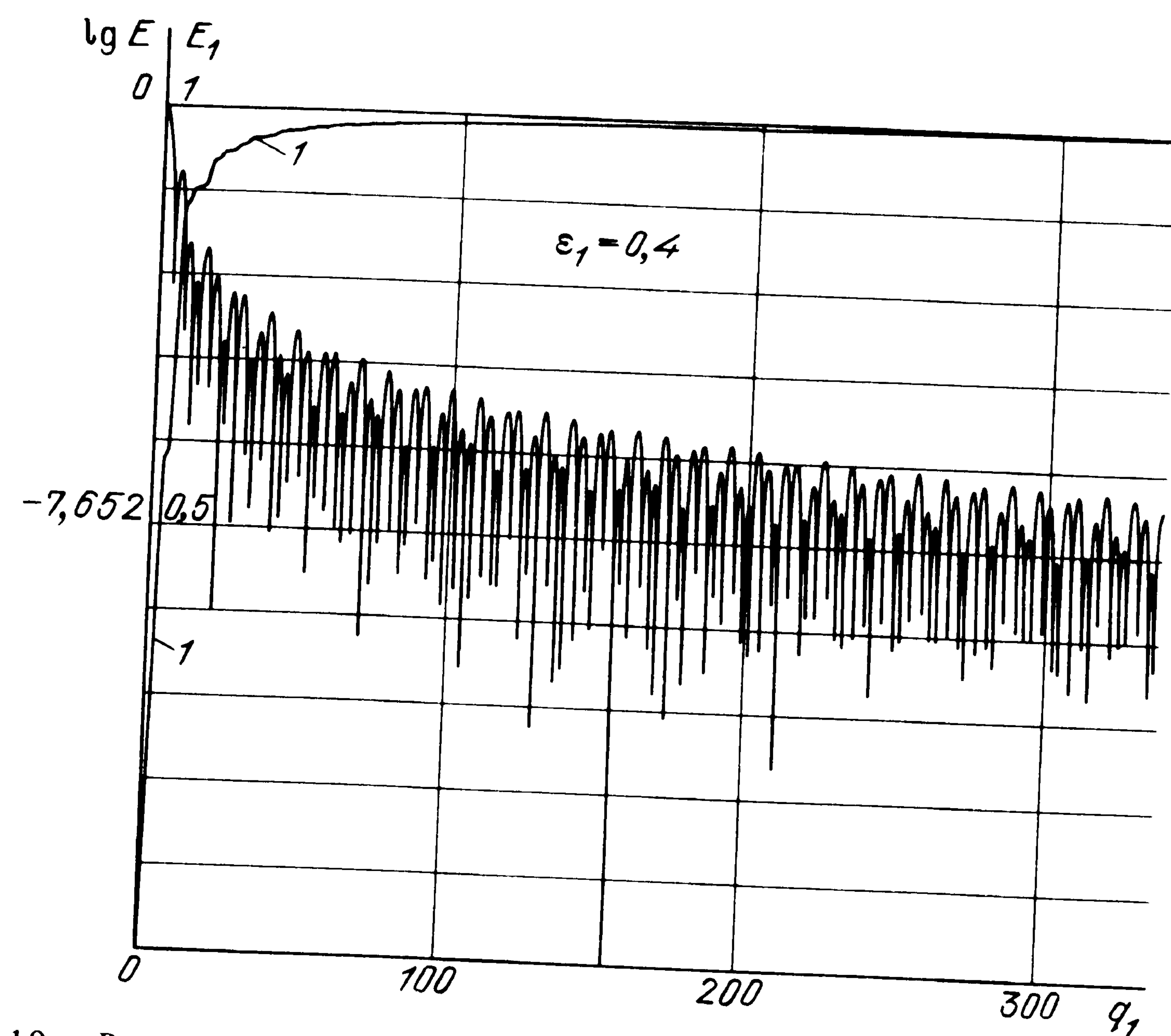
Р и с. 1.7. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при наличии экранирования ($\epsilon_1 = 0,1$)



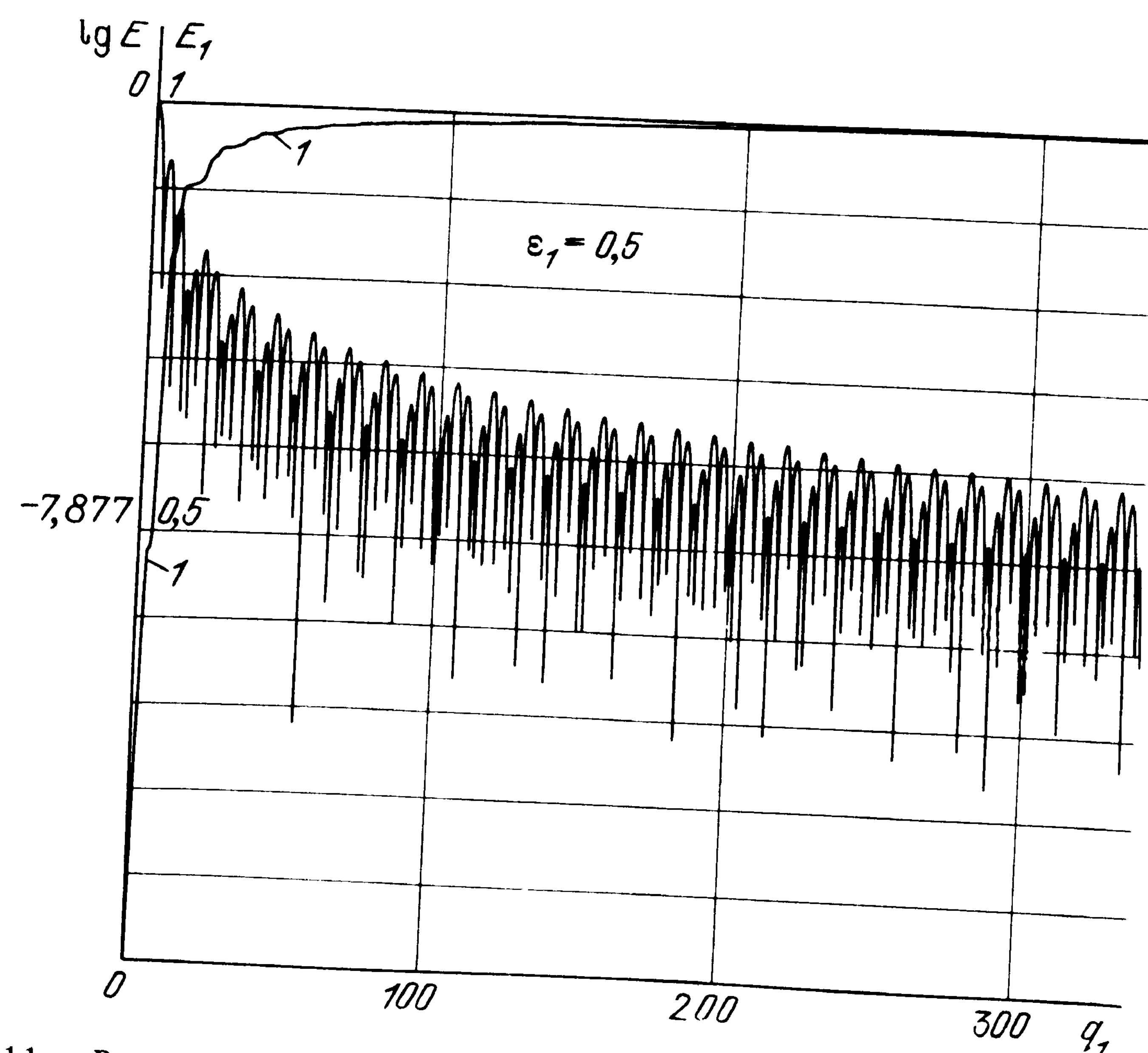
Р и с. 1.8. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при наличии экранирования ($\epsilon_1 = 0,2$)



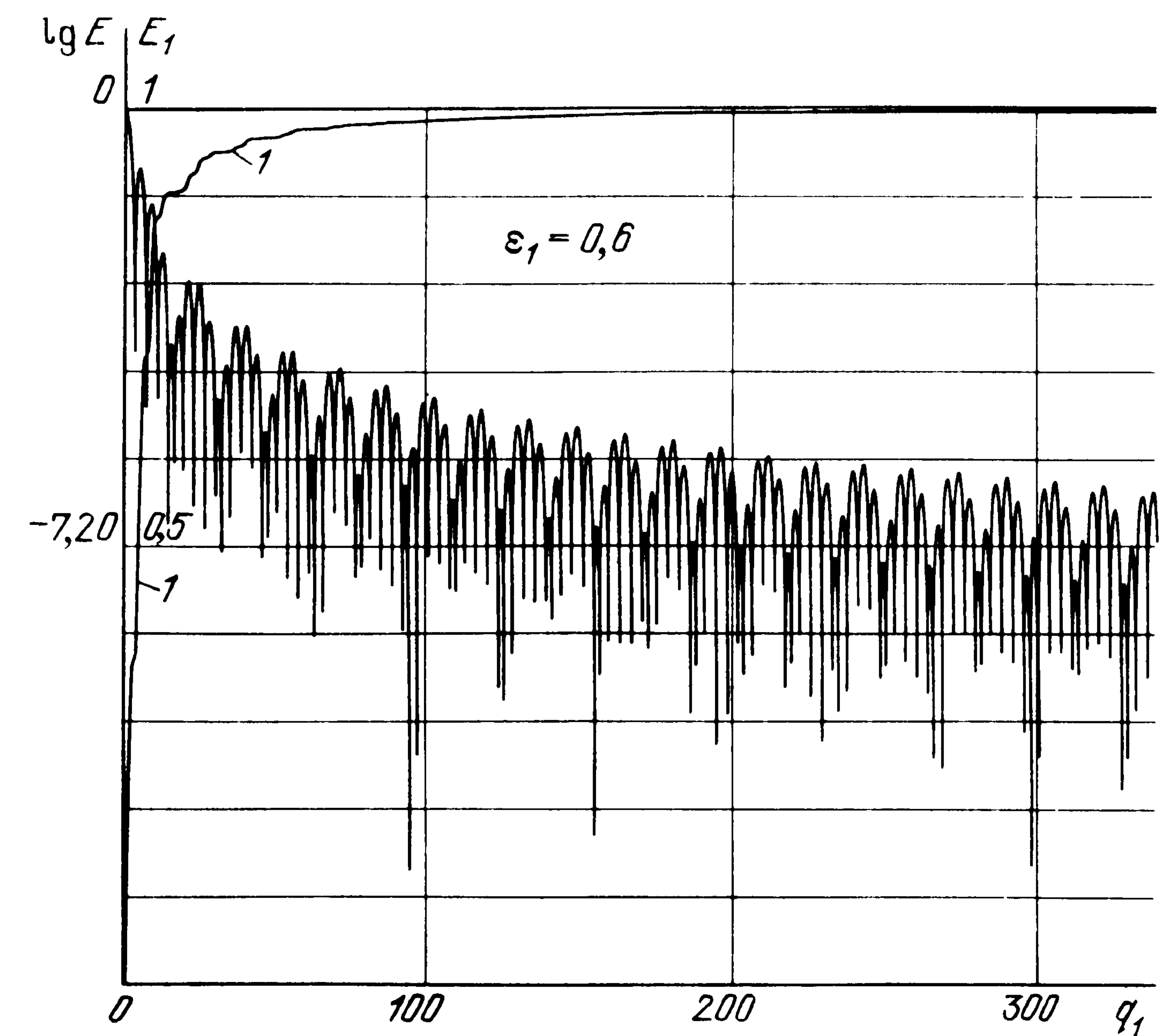
Р и с. 1.9. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при наличии экранирования ($\epsilon_1 = 0,3$)



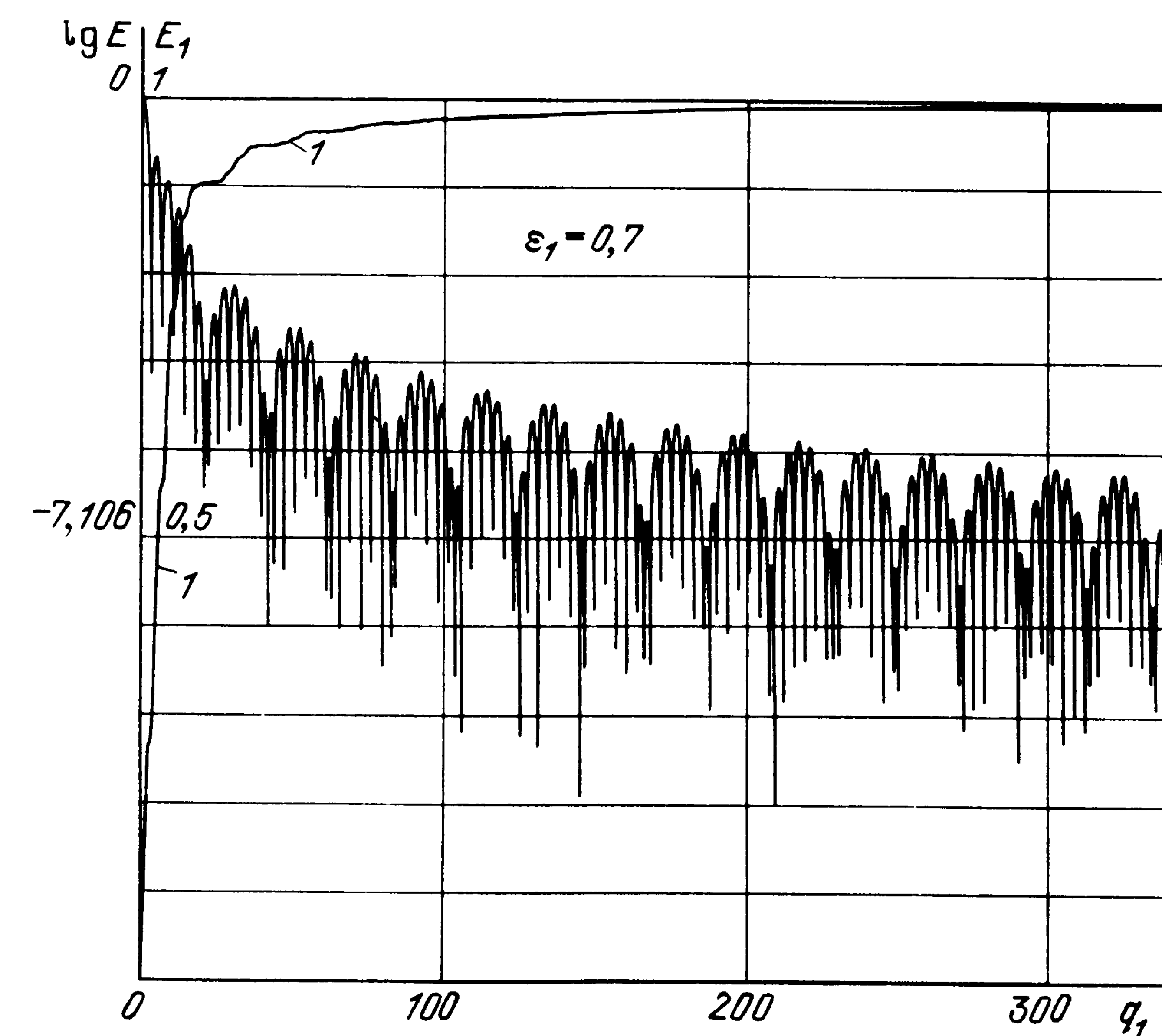
Р и с. 1.10. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при наличии экранирования (ϵ_1 = 0,4)



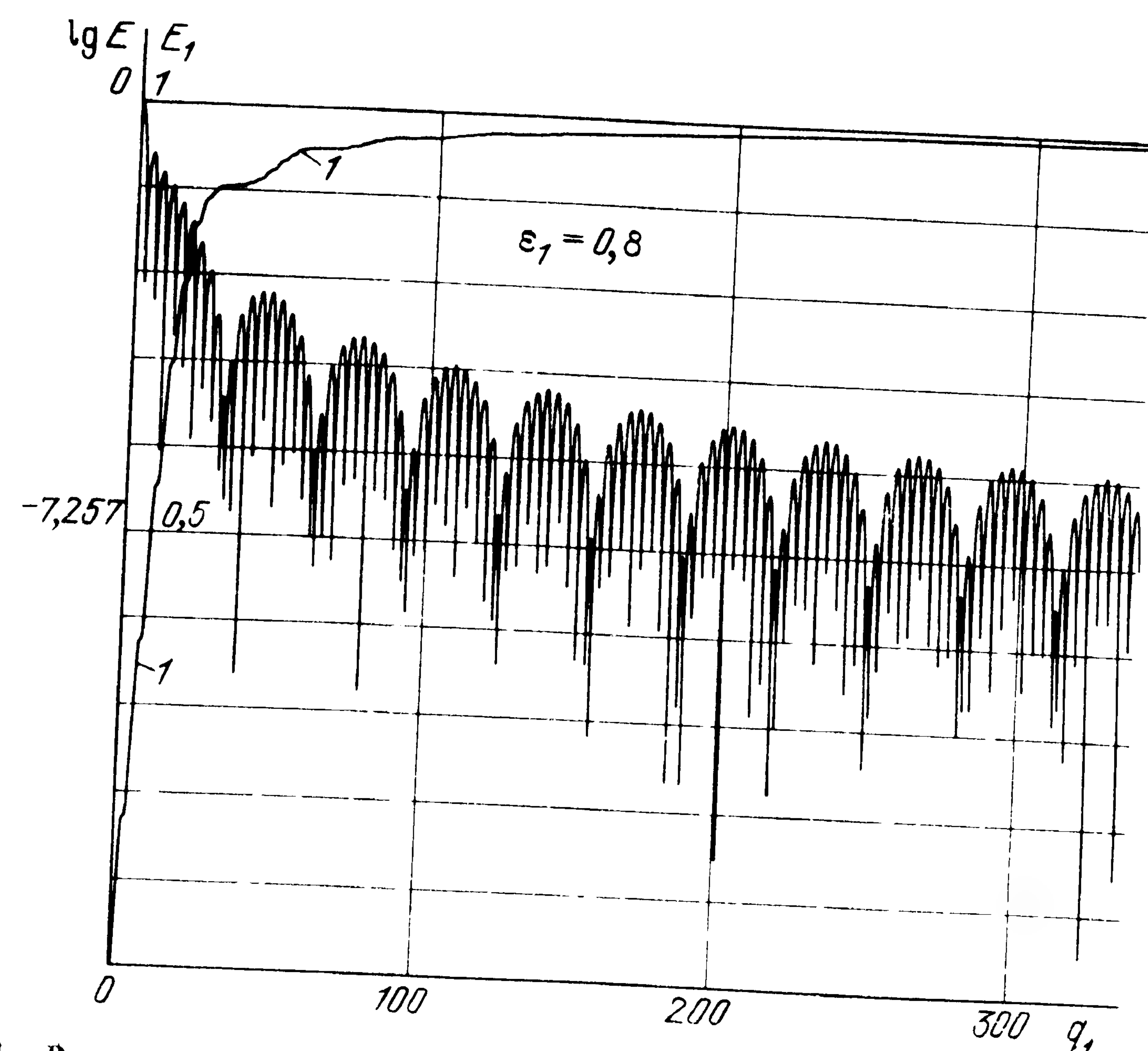
Р и с. 1.11. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при наличии экранирования (ϵ_1 = 0,5)



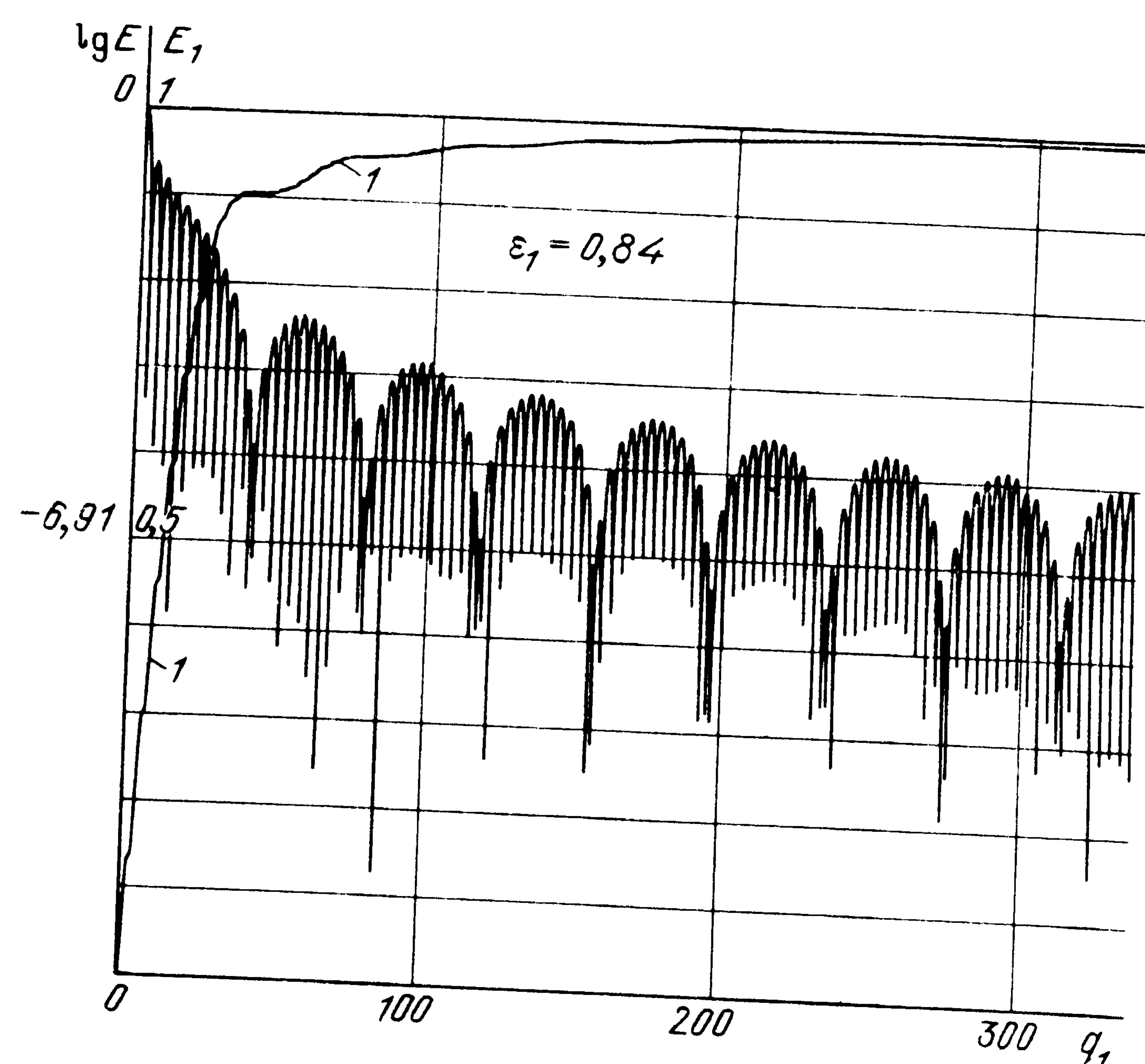
Р и с. 1.12. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при наличии экранирования (ϵ_1 = 0,6)



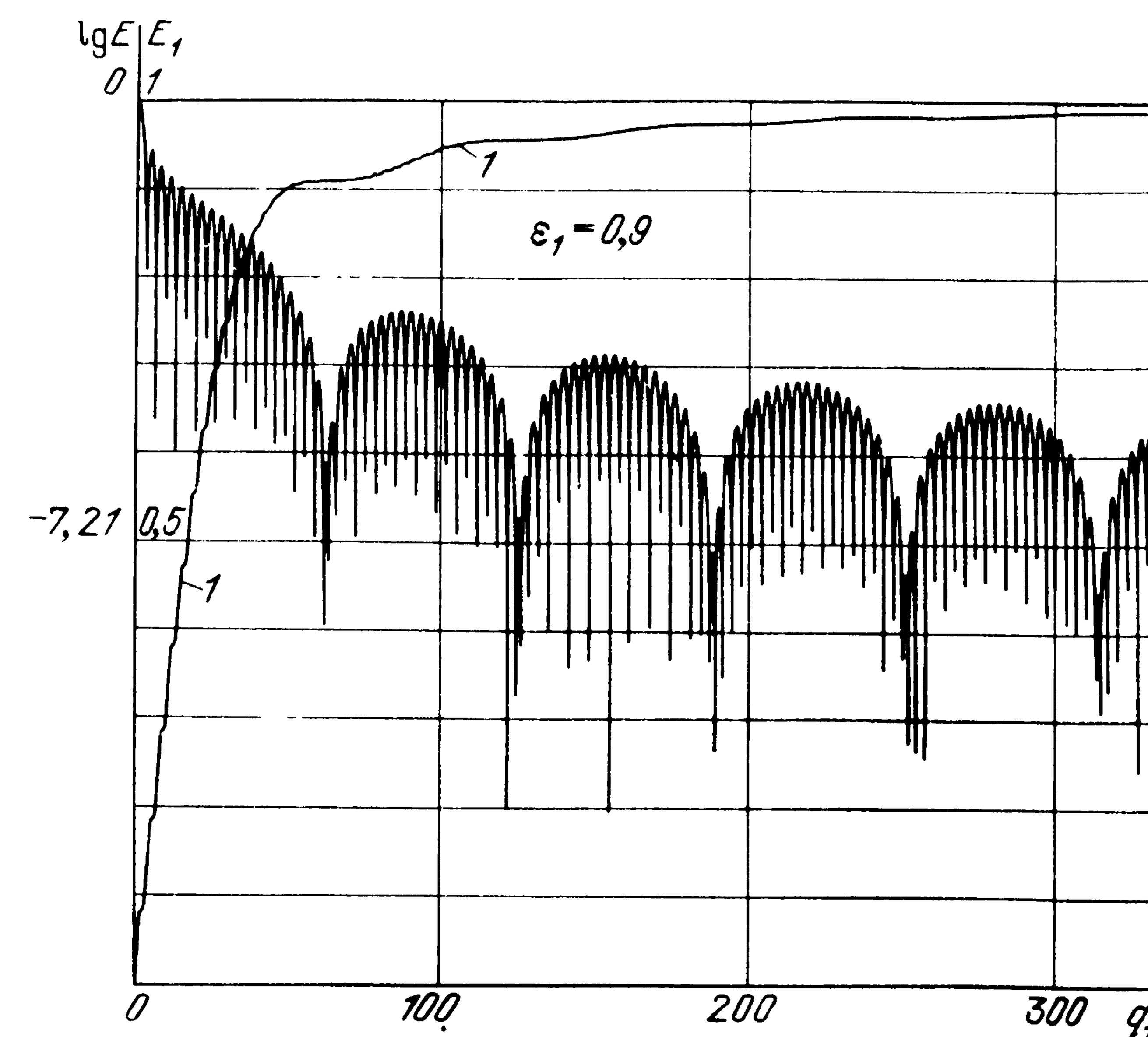
Р и с. 1.13. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая *1*) при наличии экранирования (ϵ_1 = 0,7)



Р и с. 1.14. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая 1) при наличии экранирования (ϵ_1 = 0,8)



Р и с. 1.15. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая 1) при наличии экранирования (ϵ_1 = 0,84)



Р и с. 1.16. Распределение освещенности E и энергии E_1 (кривая 1) при наличии экранирования (ϵ_1 = 0,9)

как очевидно из рис. 1.6–1.16, справедлива только при $\epsilon_1 \geqslant 0{,}5$ и, по-видимому, при условии, что $\dfrac{2}{1-\epsilon_1}$ – целое число.

Заметим, что ширина Δq_1 ("период") периодической группы постоянна вплоть до q_1 = 1000 (для $q_1 > 1000$ вычисления не производились). Количество энергии E_1 в центральном максимуме (кружке Эри) уменьшается с ростом ϵ_1, что очевидно из рис. 1.6–1.16; эта зависимость изображается кривой на рис. 1.17. Очевидно, эта зависимость в интервале $0{,}2 < \epsilon_1 < 1$ практически линейная. Из рис. 1.6–1.16 видно также уменьшение радиуса кружка Эри с ростом ϵ_1 (от 3,83 при $\epsilon_1 = 0$ до ~2,4 при $\epsilon_1 = 1$) (табл. 1.8). Это приводит к некоторому увеличению разрешающей силы (определяемой по Рэлею [2]) при понижении контраста. При больших ϵ_1, как очевидно

Т а б л и ц а 1.8

Зависимость радиуса r кружка Эри от коэффициента экранирования ϵ_1 (r дан в оптических единицах)

ϵ_1	r	ϵ_1	r	ϵ_1	r
0	3,832	0,4	3,32	0,8	2,67
0,1	3,787	0,5	3,145	0,9	2,53
0,2	3,663	0,6	2,97	1,0	2,40
0,3	3,50	0,7	2,81		

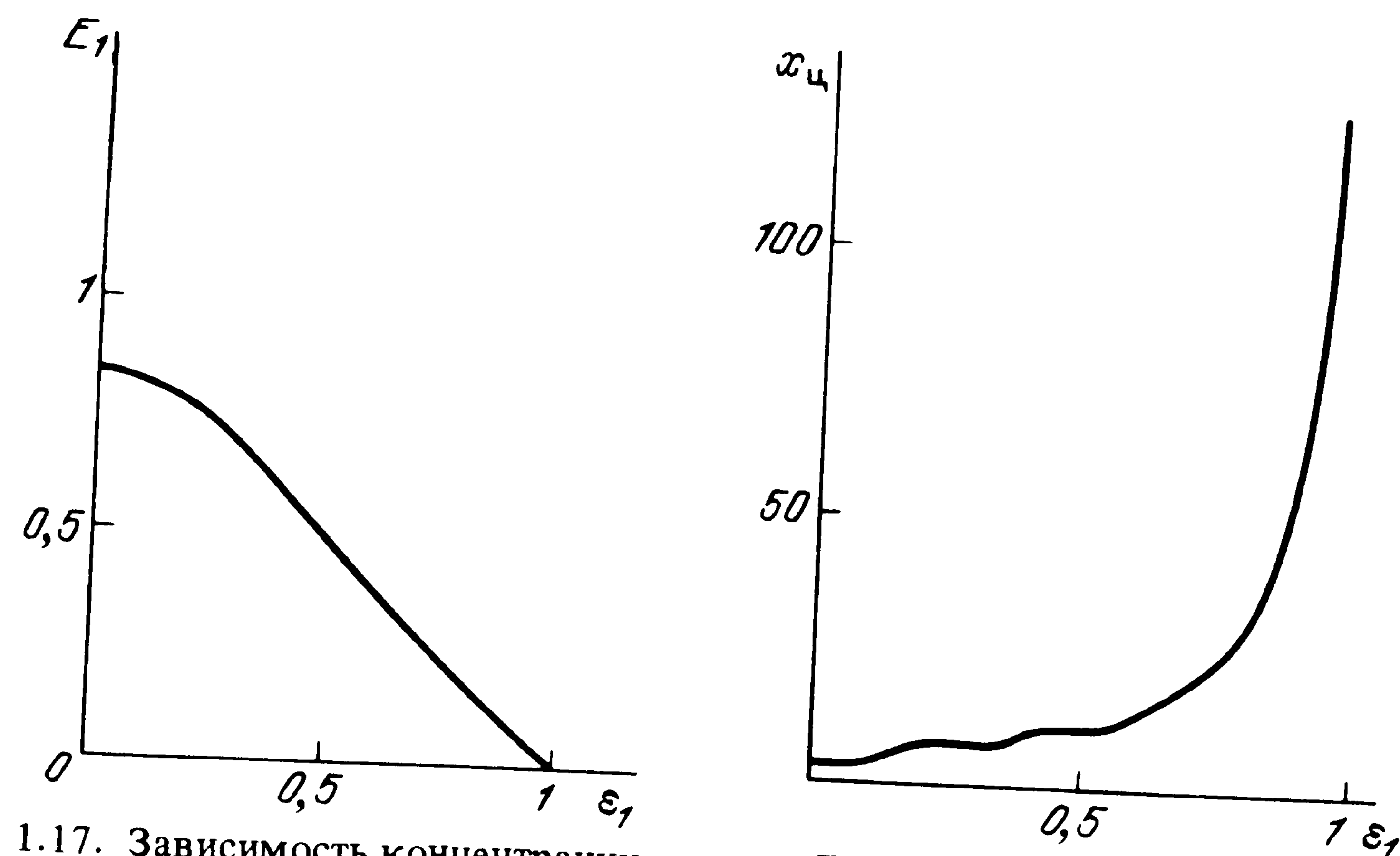


Рис. 1.17. Зависимость концентрации энергии E_1 в кружке Эри (центральном максимуме) от коэффициента экранирования ϵ_1

Рис. 1.18. Зависимость радиуса $x_ц$ центральной группы максимумов от коэффициента экранирования ϵ_1

из рис. 1.10–1.16, следует считать элементом изображения не центральный максимум (кружок Эри), а центральную группу, которая всегда (при $\epsilon_1 \neq 0$) содержит $\sim 90\%$ энергии, в то время как в кружке Эри концентрация энергии падает с увеличением ϵ_1 (рис. 1.17).

Применим к этому случаю понятие разрешающей силы объектива по Рэлею, согласно которому две звезды равного блеска считаются разрешенными, если центральный максимум изображения одной звезды попадает на первое темное кольцо второй звезды. Но вместо кружка Эри будем рассматривать центральную группу, а взамен первого темного кольца – границу между центральной группой и прилегающей к ней группой максимумов. Эту границу можно определить как 1-й минимум кривой, проведенной по вершинам максимумов на рис. 1.7–1.16. Очевидно при этом, что разрешающая сила будет определяться радиусом $x_ц$ центральной группы. На рис. 1.18 изображена зависимость $x_ц$ от ϵ_1 – ясно, что разрешающая сила медленно ухудшается до $\epsilon_1 \approx 0{,}55$ и затем ухудшение становится все более быстрым по мере приближения ϵ_1 к 1. Очевидно, при $\epsilon_1 \to 1$ $x_ц \to \infty$, а разрешающая сила падает. Рис. 1.18 может служить также и для определения минимальных размеров диафрагмы звездного фотометра, спектрометра и т.п. прибора, использующего $\sim 90\%$ энергии звезды.

Из рис. 1.18 следует, например, что разрешающая сила рентгеновского телескопа с зеркалами скользящего падения не может быть высокой, поскольку входной зрачок его имеет кольцевую форму с большим ϵ_1; например, при $\epsilon_1 = 0{,}83$ разрешение будет в ~ 10 раз ниже, нежели в системе без экранирования. Однако из (1.2) ясно, что благодаря малости длин волн рентгеновского излучения (она на два-три порядка меньше длины волны видимого света) рентгеновский телескоп тем не менее будет иметь на один-два порядка большее разрешение, нежели телескоп для видимого диапазона (при $\epsilon_1 = 0$) спектра. Впрочем, в настоящее время технология

не позволяет изготовить рентгеновскую оптику с дифракционным разрешением.

Дадим в заключение формулу для угловой разрешающей силы $\gamma_э$ при больших ϵ_1 системы с экранированием. Введем коэффициент $k' = \dfrac{x_ц}{r_0}$, где r_0 – радиус кружка Эри в системе без экранирования; очевидно, имеем

$$\gamma_э = \gamma \cdot k',$$

где γ – угловая разрешающая сила системы без экранирования (см. выше). Согласно (1.6)

$$\gamma = \frac{1{,}22}{D}\lambda. \qquad (1.18)$$

Поэтому окончательно $(k' \geqslant 1)$

$$\gamma_э = k'\frac{1{,}22}{D}\lambda. \qquad (1.19)$$

При $\epsilon_1 = 0$ $k' = 1$ и эта формула переходит в (1.18). Если применить классическое понятие разрешающей силы по Рэлею к системе с кольцевым зрачком, т.е. принимать во внимание только центральный максимум (кружок Эри), то, как ясно из табл. 1.8, можно ввести аналогичный k' множитель $k_0 = \dfrac{r_э}{r_0} \leqslant 1$. Поэтому выражение для разрешающей силы γ_0 по Рэлею можно записать в общем виде ($r_э$ – радиус кружка Эри в системе

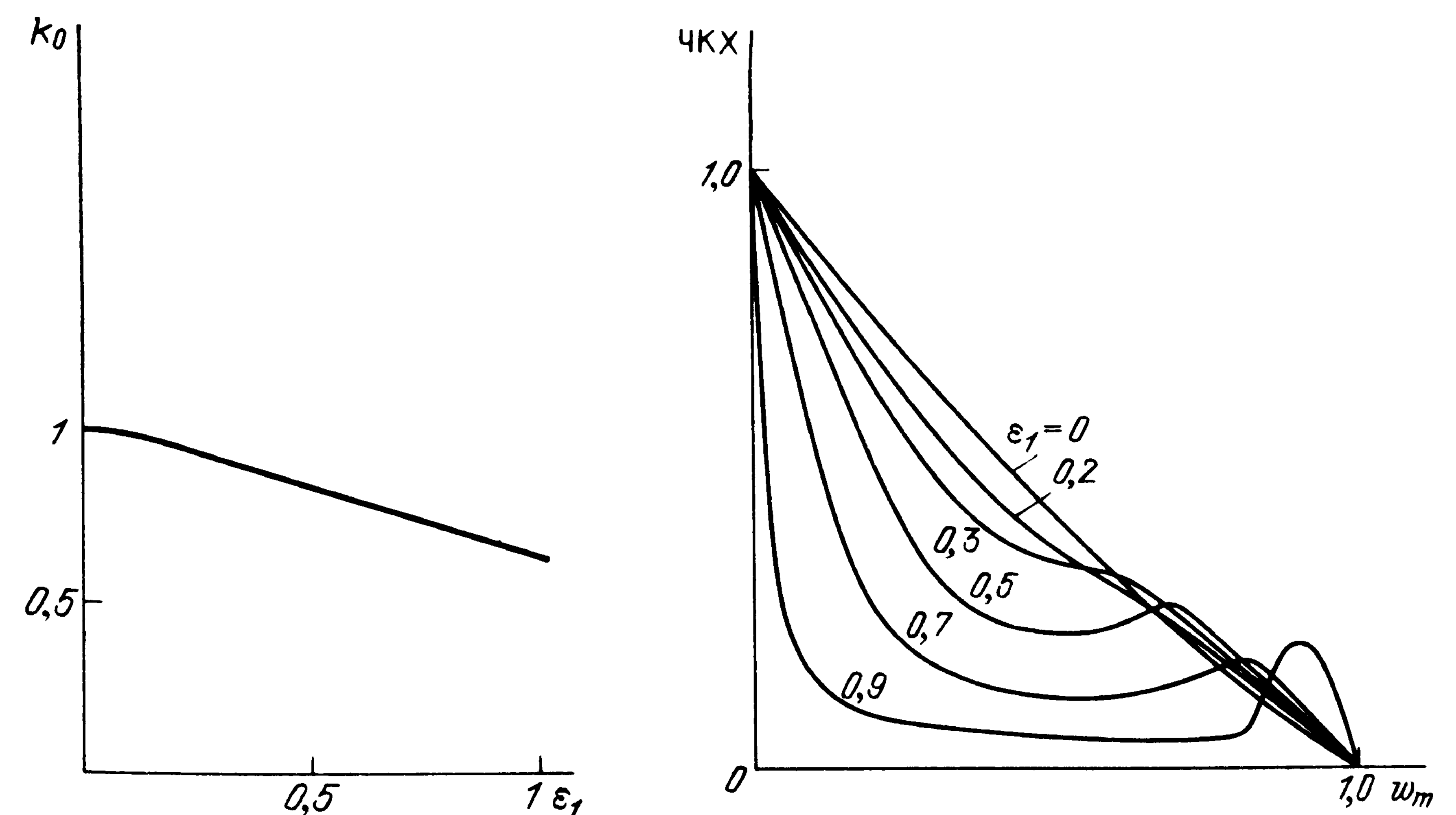


Рис. 1.19. Зависимость отношения k_0 радиусов центральных максимумов (кружков Эри) от коэффициента экранирования ϵ_1

Рис. 1.20. Кривые ЧКХ при различных коэффициентах экранирования ϵ_1; w_m – максимальная пространственная частота, которую может разрешить телескоп

с экранированием)

$$\gamma_0 = k_0 \frac{1{,}22}{D}\lambda = \frac{r_э}{r_0}\frac{1{,}22}{D}\lambda. \quad (1.20)$$

Зависимость k_0 от ϵ_1 дана на рис. 1.19; очевидно, что k_0 (следовательно, и γ_0) при $\epsilon_1 > 0{,}1$ практически линейно зависит от ϵ_1.

На практике при наблюдении ярких двойных звезд равного блеска можно наблюдать кружок Эри (центральный максимум), а потому применима формула (1.20). Если же звезды слабые либо имеют неодинаковый блеск, то при $\epsilon_1 > 0{,}55$ центральный максимум не удается выделить на фоне центральной группы максимумов; это тем более справедливо, что наблюдения обычно производятся в немонохроматическом свете. В этом случае справедлива формула (1.19). Если система страдает аберрациями, то ее разрешение и концентрация энергии ухудшается, как и для системы без экранирования.

Заметим, что иногда (например, при работе со звездами, находящимися на пределе видимости для данного прибора) целесообразно использовать не только центральную группу, но и ближайшую к ней, где, как указывалось, содержится около 5% энергии. При больших размерах диафрагмы прибора (фотометра, спектрометра) также меньше сказываются недостатки гидирования, но выше уровень фона. ЧКХ для кольцевого зрачка рассмотрена в [1] и приведена на рис. 1.20 [16].

Глава 2

ОДИНОЧНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

2.1. Преломление на одиночной поверхности. Поверхности Декарта

Зеркальная оптика — оптические свойства конических сечений — была известна уже Евклиду и Архимеду; закон отражения света также был открыт древними греками. Преломляющая оптика — очковые линзы, микроскопы и зрительные трубы — возникла значительно позже — в средние века, а закон преломления света был открыт В. Снеллиусом и Р. Декартом лишь в двадцатых годах XVII в. Только после открытия закона преломления стал возможен точный расчет оптических систем телескопов. Р. Декарт [18] первый определил форму преломляющей поверхности вращения, резко изображающей точку предмета на оси. Он показал, что существуют четыре вида таких поверхностей — так называемых овалов Декарта, дал способ их построения и предложил применять линзы с асферическими поверхностями в качестве объективов телескопов. Изучением оптических свойств овалов Декарта занимался Х.Гюйгенс [19]; он нашел, что овал Декарта в частном случае может вырождаться в сферу — это так называемые апланатические сферы, ныне широко применяемые в объективах микроскопов. Выражение для овала Декарта удобно записать в полярных координатах ρ, σ (рис. 2.1). Из рисунка находим условие

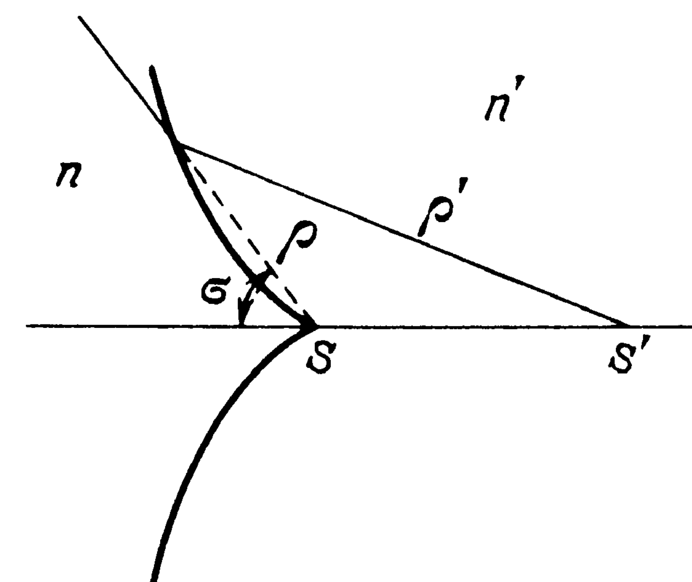


Рис. 2.1. Профиль одного из овалов Декарта — улитки Паскаля вблизи узловой точки (в общем случае точка предмета не совпадает с вершиной поверхности)

равенства оптических путей луча, идущего вдоль оси системы, и луча, образующего угол σ с осью,

$$\rho n - \rho' n' = \rho_0 n - \rho_0' n', \quad (2.1)$$

где ρ_0 и ρ_0' — значения ρ и ρ' при $\sigma = 0$, n и n' — показатели преломления. Формула (2.1) выражает принцип Ферма — условие отсутствия сферической аберрации для точки на оси для одиночной поверхности. Выражение (2.1) можно переписать в виде (уравнение профиля овалов Декарта в полярных координатах) .

$$\frac{n'}{n}\sqrt{\rho^2 + 2(\rho_0' - \rho_0)\rho\cos\sigma + (\rho_0' - \rho_0)^2} = \frac{n'}{n}\rho_0' - \rho_0 + \rho. \quad (2.2)$$

Введем обозначения

$$k_1' = \frac{n'}{n}, \quad b = k_1'\rho_0' - \rho_0, \quad a = \rho_0' - \rho_0$$

и изучим (2.2). Очевидно, из (2.2) в частных случаях имеем:

1. Коническое сечение, если $k_1' = -1$, т.е. $n' = -n$ — поверхность зеркальная (практический интерес представляют эллиптическое и гиперболическое зеркала),

$$\rho = \frac{a^2 - b^2}{2(b - a\cos\sigma)}.$$

Эксцентриситет e поверхности равен $-\dfrac{a}{b}$.

2. Улитку Паскаля при $b = ak_1'$, т.е. когда $\rho_0 = 0$,

$$\rho = \frac{2\rho_0' k_1'}{k_1'^2 - 1}(1 - k_1'\cos\sigma).$$

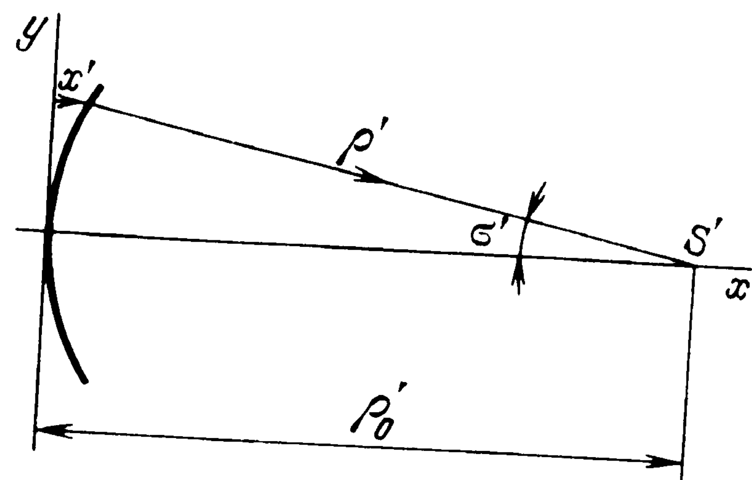
Для улитки Паскаля, если предмет находится на поверхности ($\rho_0 = 0$) в узловой точке на оси симметрии, изображение не лежит на поверхности и наоборот. Это единственный пример оптической стигматической поверхности, имеющей особенность (узел) на оптической оси; она не может быть получена из теории аберраций третьего порядка и не имеет параксиальной области (на рис. 2.1 изображен участок улитки Паскаля вблизи узловой точки).

В дальнейшем мы увидим, что аналогичным свойством могут обладать и поверхности сложных оптических систем.

3. Прямую при $k_1' = -1$, $b = 0$ (отражение лучей в плоском зеркале),

$$\rho = \frac{a}{2\cos\sigma}.$$

4. Окружность, если $a = 0$; при этом $\rho = \rho_0 = \rho_0'$, т.е. предмет и изображение совпадают с центром кривизны окружности радиуса $\rho_0 = \rho_0'$.



Р и с. 2.2. Профиль овала Декарта при положении предмета на бесконечности

5. При $b = 0$ имеем $n\rho_0 = n'\rho_0'$ и из (2.2) находим

$$\rho^2(k_1'^2 - 1) + 2k_1'^2 a\rho\cos\sigma + k_1'^2 a^2 = 0.$$

Очевидно, это уравнение окружности, центр которой расположен на полярной оси; ее радиус кривизны r_1 равен

$$r_1 = \frac{\pm a k_1'}{1 - k_1'^2}.$$

Из последнего уравнения, учитывая, что $n\rho_0 = n'\rho_0'$, получим

$$\rho_C = \frac{n+n'}{n} r_1, \quad \rho_0' = \frac{n+n'}{n'} r_1. \tag{2.3}$$

Это профиль известной апланатической сферы Гюйгенса.

Формула (2.2) не охватывает случаев, когда предмет либо изображение находится на бесконечности (рис. 2.2). Из рис. 2.2 имеем

$$nx + n'\rho_0' = n'\rho_0', \quad x' = \rho_0' - \rho'\cos\sigma'.$$

Отсюда получаем уравнение конического сечения

$$\rho' = \frac{\rho_0'}{n'} \frac{n' - n}{1 - \frac{n}{n'}\cos\sigma'}.$$

Его эксцентрисистет $e = n/n'$; при $n = -n'$ получаем параболическое зеркало. При $n > n'$ получается гипербола вращения, при $n' > n$ – эллипс вращения. Эти поверхности позволяют, как отметил Р. Декарт [18], получить линзы, свободные от сферической аберрации: во-первых, линзу, у которой первая поверхность плоская, вторая – выпуклая гиперболическая; во-вторых, линзу, у которой первая поверхность выпуклая эллиптическая, вторая – вогнутая – может быть либо апланатической, либо работать без преломления (см. случай 4).

Мы рассмотрели наиболее важные для практики виды профилей овалов Декарта; в общем случае уравнение овалов (2.2) легко записать в явном виде, решив уравнение (2.2) относительно ρ:

$$\rho = \frac{b \pm a k_1'^2\cos\sigma}{k_1'^2 - 1} \pm \sqrt{\left(\frac{b \pm a k_1'^2\cos\sigma}{k_1'^2 - 1}\right)^2 - \frac{a^2 k_1'^2 - b^2}{k_1'^2 - 1}}.$$

Это выражение описывает четыре вида профилей овалов, рассмотренных Декартом [18].

2.2. Одиночная сферическая поверхность

Наибольший интерес для практики имеют сферические поверхности, поскольку их легко изготовить и точно проконтролировать. Если две среды с показателями преломления n_1 и n_2 разделены сферической поверхностью, то любая прямая, проходящая через центр кривизны сферы, может быть названа ее оптической осью. Поэтому основную роль при рассмотрении аберраций сферической поверхности играют осевые аберрации – сферическая аберрация и хроматизм положения. Можно показать, что полевые аберрации в этом случае могут быть определены из осевых аберраций [20].

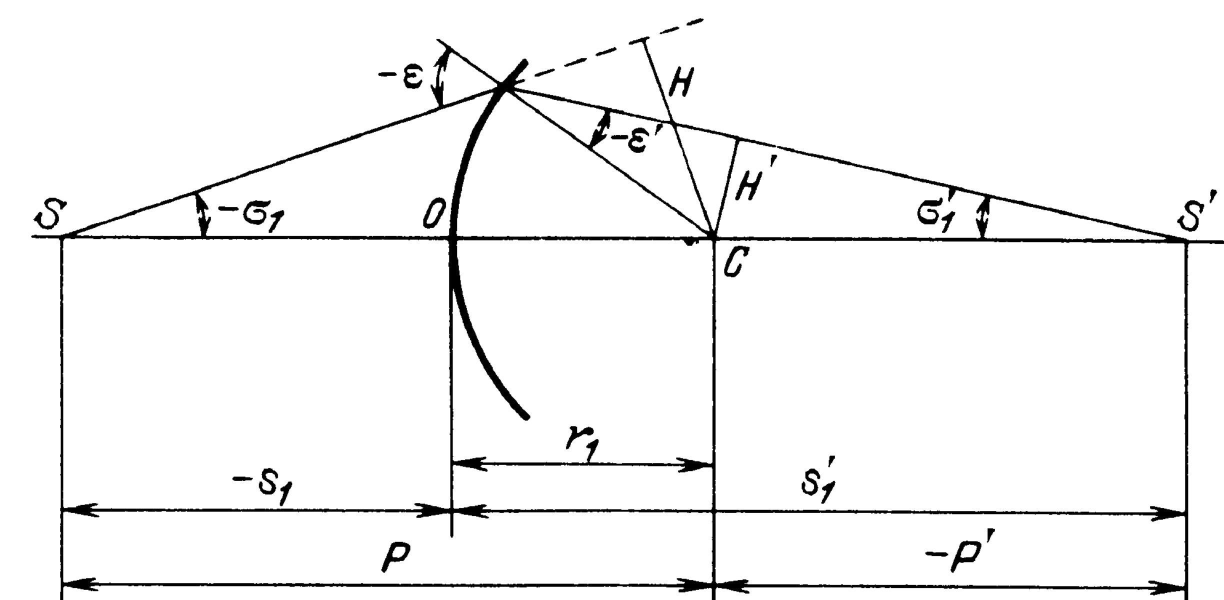
Рассмотрим преломление лучей, исходящих из осевой точки предмета, через произвольную сферическую поверхность с радиусом кривизны r_1. Обозначения и правила знаков будем использовать общепринятые (ГОСТ 7427-76). Из геометрических соображений (рис. 2.3) находим

$$\sigma_1' = \sigma_1 + \arcsin\frac{n_1 H}{n_2 r_1} - \arcsin\frac{H}{r_1}, \tag{2.4}$$

где H – длина перпендикуляра, опущенного из центра кривизны поверхности на луч; очевидно,

$$\sigma_1 = \arcsin\frac{H}{r_1 - s_1}, \tag{2.5}$$

где s_1 – расстояние от вершины поверхности до предмета. Из рис. 2.3



Р и с. 2.3. Ход луча через сферическую поверхность

имеем также

$$r_1 - s_1' = \frac{n_1 H}{n_2 \sin \sigma_1'}, \tag{2.6}$$

где s_1' – расстояние от вершины поверхности до точки S' пересечения луча, преломленного поверхностью, с оптической осью. Введем обозначения

$$P = r_1 - s_1, \quad P' = r_1 - s_1'. \tag{2.6a}$$

Заметим, что правило знаков для P и P' совпадает с общепринятым правилом знаков для радиуса кривизны поверхности.

Очевидно, что P и P' суть расстояния от центра кривизны поверхности до предмета S и изображения S' соответственно. Для параксиальных лучей можно найти расстояние от центра до изображения $\bar{P}'$, используя приведенные выше формулы (2.4), (2.5), но заменив в них тригонометрические функции углами; имеем

$$\frac{1}{n_2 \bar{P}'} = \frac{1}{n_1 P} + \frac{1}{r_1}\left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1}\right). \tag{2.7}$$

Угловую сферическую аберрацию η' поверхности получим как разность последних углов *) рассмотренной поверхности σ_1' и системы, не имеющей сферической аберрации (идеальной σ_{10}': $\eta' = \sigma_{10}' - \sigma_1'$). При этом идеальная система должна иметь то же линейное увеличение β' и тот же угол σ_1 между лучом, входящим в систему, с оптической осью, что и рассматриваемая поверхность. Показатели преломления первой и последней сред идеальной системы должны также совпадать с соответствующими значениями у рассматриваемой поверхности. Предположим, что в идеальной системе отсутствует также и кома для заданных β' и σ_1; следовательно, выполняется условие синусов

$$n_1 \sin \sigma_1 = n_2 \beta' \sin \sigma_{10}', \tag{2.8}$$

где σ_{10}' – последний угол идеальной системы. Отсюда, учитывая, что $\beta' = \dfrac{\bar{P}'}{P}$ и $H = P \sin \sigma_1$, получим (см. (2.4))

$$\eta' = \arcsin(n_1 H / n_2 \bar{P}') - \sigma_1'. \tag{2.9}$$

Это точное выражение для угловой сферической аберрации поверхности. Отсюда получаем для $\eta \equiv 0$ и любых H:

1. $P = \bar{P}' = r_1$ (предмет находится на поверхности).

2. $n_1 P = -n_2 r_1, \quad n_2 \bar{P}' = -n_1 r_1$.

*) Последний угол – угол, образованный лучом, вышедшим из системы, с оптической осью.

Учитывая (2.6а), находим

$$s_1 = \frac{n_1 + n_2}{n_1} r_1, \quad s_1' = \frac{n_1 + n_2}{n_2} r_1,$$

что совпадает с (2.3). Это апланатическая сфера Гюйгенса, уже рассмотренная выше. При этом $\dfrac{s_1'}{s_1} = \dfrac{n_1}{n_2}$. Этот случай имеет важное практическое значение, так как преломление происходит без аберраций, а сходимость пучка значительно изменяется.

3. Предмет и изображение находятся в центре кривизны поверхности, т.е. лучи проходят без преломления: $\sigma_1 = \sigma_1'$.

С этим случаем мы также встречались выше. Очевидно, что для всех трех случаев выполнено условие синусов, а поэтому эти системы свободны не только от сферической аберрации, но и от комы. Таким образом, у сферы имеются три вида апланатических точек, свойства которых могут быть использованы для решения некоторых задач астрономической оптики. Заметим, что первый и третий случаи применимы и к зеркальной поверхности, когда $n_2 = -n_1$.

Точное выражение (2.9) можно представить в виде ряда по степеням H; разложив арксинусы в степенные ряды и приняв во внимание (2.4), получим выражение для сферической аберрации любых порядков:

$$\eta' = \sum_{k=1}^{\infty} A_k H^{2k+1}, \tag{2.10}$$

где

$$A_k = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \ldots \cdot (2k-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \ldots \cdot 2k \cdot (2k+1)} \left\{ \frac{1}{P^{2k+1}} \left[\left(\frac{n_1}{n_2 \beta'}\right)^{2k+1} - 1 \right] - \left(\frac{n_1}{r_1}\right)^{2k+1} \left(\frac{1}{n_2^{2k+1}} + \frac{1}{n_1^{2k+1}} \right) \right\}.$$

Здесь A_k – коэффициенты сферической аберрации различных порядков. Например, ограничившись аберрацией третьего порядка, получим

$$\eta' \approx \frac{1}{6} \left\{ \frac{1}{P^3} \left[\left(\frac{n_1}{n_2 \beta'}\right)^3 - 1 \right] + \left(\frac{n_1}{r_1}\right)^3 \left(\frac{1}{n_1^3} - \frac{1}{n_2^3} \right) \right\} H^3 = A_1 H^3. \tag{2.11}$$

Если учесть и аберрацию пятого порядка, что обычно в большинстве случаев достаточно, найдем

$$\eta' \approx A_1 H^3 + \frac{3}{40} \left\{ \frac{1}{P^5} \left[\left(\frac{n_1}{n_2 \beta'}\right)^5 - 1 \right] + \left(\frac{n_1}{r_1}\right)^5 \left(\frac{1}{n_1^5} - \frac{1}{n_2^5} \right) \right\} H^5. \tag{2.12}$$

Если предмет находится в переднем фокусе поверхности, выражения (2.9) – (2.12) упрощаются, поскольку $\beta' = \infty$.

Зная угловую аберрацию, можно найти и волновую аберрацию N по приближенной формуле [2]

$$N \approx -n_1 \int_0^H \eta' dH = -\frac{A_1 n_1}{4} H^4 - \frac{A_2 n_1}{6} H^6 - \dots \quad (2.13)$$

Мы получили формулы для сферической поверхности; если исправить сферическую аберрацию, деформировав поверхность, получим рассмотренный выше овал Декарта (см. п. 2.1). Связь между волновой аберрацией и асферичностью δ поверхности, исправляющей ее, как указывает Д.Д. Максутов [2], определяется простой формулой

$$\delta \approx N \frac{n_2}{n_2 - n_1}, \quad (2.14)$$

поэтому, зная N, можно найти и δ; здесь $-\delta$ – разность абсцисс – отклонение асферической поверхности от сферы, касающейся ее в вершине (это так называемая сфера сравнения). При этом асферическая поверхность и сфера имеют одинаковые радиусы кривизны при вершинах. Д.Д. Максутов [2, с 175] показал, что можно выбрать радиус кривизны сферы сравнения таким образом, чтобы значительно уменьшить δ. Именно, если ограничиться аберрацией третьего порядка N_3, то можно выбрать такую ближайшую сферу сравнения, что отклонение будет по абсолютной величине в четыре раза меньше, нежели δ, т.е.

$$\delta_{max} = -\frac{\delta}{4},$$

где δ_{max} – наибольшее отклонение от ближайшей сферы.

Поверхность второго порядка имеет наибольшее отклонение δ_{max} от ближайшей сферы на зоне $\dfrac{D}{2\sqrt{2}}$, причем это отклонение по абсолютной величине в четыре раза меньше δ.

2.3. Отражающая поверхность

2.3.1. Отражение осевого пучка от поверхности вращения. Рассмотрим отражающую поверхность, образованную вращением плоской кривой вокруг оси x (оптической оси, рис. 2.4). Кривая может быть задана уравнением вида $x = \psi(y)$ или $y = \tau(x)$. Поместим точку предмета S на расстоянии s от вершины A. Пусть $K(x, y)$ – точка пересечения луча, исходящего из S, с поверхностью. Наша задача – найти точку пересечения S' луча, отраженного от поверхности, с осью x и соответствующую продольную сферическую аберрацию $\Delta s'$. Из рис. 2.4 находим

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{y}{t_1}, \quad \sigma' = -\sigma + 2\operatorname{arctg}\frac{y}{t_1}, \quad s' = x + y \operatorname{ctg}\sigma', \quad (2.15)$$

где t_1 – расстояние OM, s' – задний отрезок $S'A$. Значения t_1 и $\operatorname{tg}\varphi$

легко определить из выражения

$$\frac{dx}{dy} = \operatorname{tg}\varphi = \frac{y}{t_1}, \quad (2.16)$$

поскольку производную $\dfrac{dx}{dy}$ можно найти, зная уравнение поверхности.

Из (2.15) находим после преобразований

$$s' = x + \frac{(t_1^2 - y^2)(s - x) + 2 t_1 y^2}{2t_1(s - x) - t_1^2 + y^2}, \quad (2.17)$$

где

$$t_1 = \frac{dy}{dx} y.$$

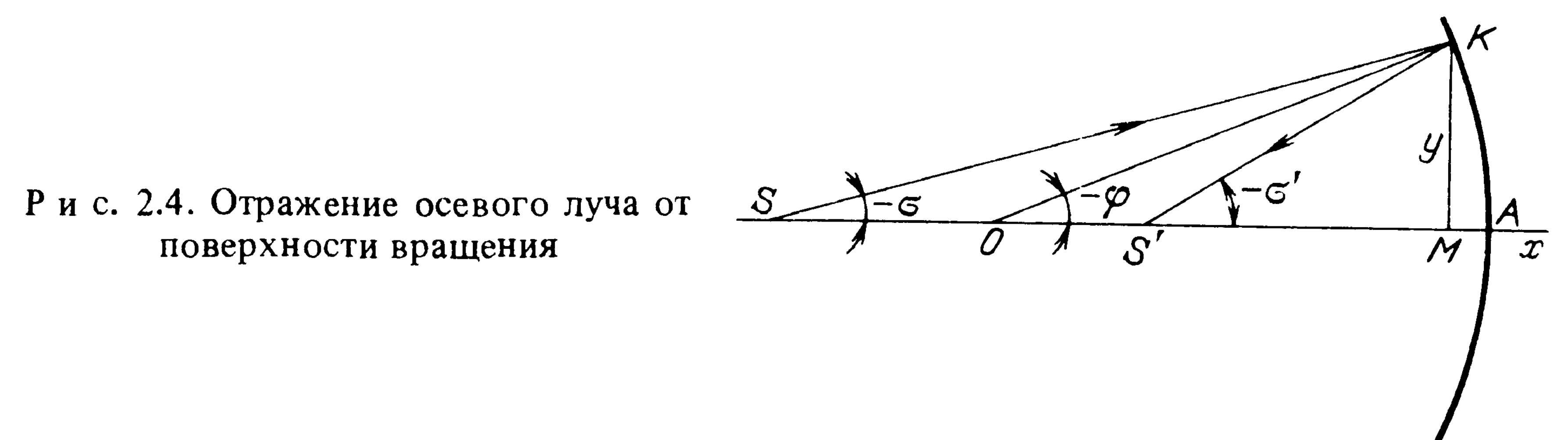
Параксиальный задний отрезок s'_0 получим из (2.17), полагая $x = 0$, $y = 0$ и учитывая, что в этом случае $t_1 = r_1$,

$$s'_0 = \frac{r_1 s}{2s - r_1} \quad (2.18)$$

(r_1 – радиус кривизны поверхности в точке A). Теперь легко найти $\Delta s'$ по известной формуле

$$\Delta s' = s'_0 - s'. \quad (2.19)$$

Выражения (2.17), (2.18), (2.19) совместно с уравнением поверхности $y = \tau(x)$ определяют s' и $\Delta s'$ через параметр x. Если поверхность задана в виде $x = \psi(y)$, то подставив его в (2.17) и (2.16), получим s' и $\Delta s'$



Р и с. 2.4. Отражение осевого луча от поверхности вращения

как функции y. Это точные формулы, пригодные для зеркал любой светосилы. В частном случае, когда зеркало – коникоид (т.е. поверхность, образованная вращением конического сечения), имеем, введя обозначение $c = e^2 - 1$,

$$t_1 = r_1 + cx, \quad y^2 = 2r_1 x + cx^2,$$

поэтому (2.17) легко записать в явном виде, считая x параметром:

$$s' = x + \frac{[(r_1 + cx)^2 - 2r_1 x - cx^2](s - x) + 2(r_1 + cx)(2r_1 x + cx^2)}{2(r_1 + cx)(s - x) - (r_1 + cx)^2 + 2r_1 x + cx^2}. \quad (2.20)$$

Это выражение принимает особенно простой вид для параболического зеркала, поскольку для него $e^2 = 1$, $c = 0$, $x = \dfrac{y^2}{2r_1}$. Для параболического зеркала важен случай, когда точечный источник света расположен в центре кривизны его центральной зоны, т.е. $r_1 = s$; выражение для $\Delta s'$ в этом случае:

$$\Delta s' = -y^2\left(\frac{1}{r_1} + \frac{y^2}{2r_1^3}\right). \tag{2.21}$$

Выражения (2.20) и (2.21) целесообразно использовать при контроле зеркал из центра кривизны, например, по методу зон Ричи. Другой важный частный случай – сферическое зеркало ($e^2 = 0$) – приводит к точным параметрическим выражениям для s' (а следовательно, и для $\Delta s'$):

$$\left.\begin{aligned} s' &= x + \frac{[(r_1 - x)^2 - y^2](s - x) + 2(r_1 - x)y^2}{2(r_1 - x)(s - x) - (r_1 - x)^2 + y^2}, \\ y^2 &= 2r_1 x - x^2. \end{aligned}\right\} \tag{2.22}$$

Параметром по-прежнему служит x.

В частном случае, когда предмет расположен на бесконечности ($s = -\infty$), (2.20) упрощается:

$$s' = \frac{r_1}{2} + \frac{c}{2}x + \frac{c}{2t_1}x^2. \tag{2.23}$$

Для сферической аберрации $\Delta s'$ в этом случае имеем

$$\Delta s' = -\frac{c}{2}x - \frac{c}{2t_1}x^2. \tag{2.24}$$

Из (2.23) очевидно, что для параболического зеркала ($c = 0$) $s' = \dfrac{r_1}{2}$ и не зависит от x, т.е. сферическая аберрация параболического зеркала строго равна нулю. Для сферического зеркала при положении предмета на бесконечности из (2.24) получаем очень простую формулу

$$\Delta s' = \frac{r_1 x}{2(r_1 - x)}. \tag{2.25}$$

Все выражения (2.17) – (2.25) являются точными и пригодны для зеркал любой светосилы и диаметра. Из (2.17), (2.20) следует, что для любых s, r_1, x можно найти значение c как корень квадратного уравнения $\Delta s' = 0$; исследование показывает, что при этом $e^2 = \dfrac{(s - r_1)^2}{s^2} \geqslant 0$, т.е. существует пара сопряженных безаберрационных точек. У сплюснутых сфероидов ($e^2 < 0$) безаберрационных точек нет.

Д.Д. Максутов [2] показал, что наибольшее отклонение δ_{max} коникоида диаметра D от ближайшей сферы достигается на зоне $\dfrac{D}{2\sqrt{2}}$

и определяется выражением

$$\delta_{max} \approx \frac{DA^3}{4096}e^2 \approx \frac{N_3}{8}, \tag{2.26}$$

где N_3 – волновая аберрация третьего порядка, вносимая зеркалом при положении предмета на бесконечности, и $A = \left|\dfrac{D}{f_0'}\right|$.

Из (2.26) следует, что асферическое зеркало можно заменить сферическим, если согласно критерию Рэлея $N_3 \leqslant \lambda$ или (предмет расположен на бесконечности)

$$N_3 = \frac{DA^3\,|e^2|}{512} \leqslant \lambda. \tag{2.27}$$

Приняв $\lambda = 0{,}555$ мкм, из (2.27) найдем

$$D_{max} = 0{,}284/A^3\,|e^2|,$$

где D_{max} – максмально допустимый диаметр зеркала. Для параболоида ($e^2 = 1$) эта зависимость иллюстрируется табл. 2.1. Для коникоида с $e^2 \neq 0$ D_{max} в этой таблице следует разделить на $|e^2|$.

2.3.2. Внеосевые аберрации зеркального коникоида. Если предмет расположен на бесконечности, входной зрачок совпадает с вершиной поверхности, то аберрации третьего порядка для коникоида могут быть записаны в виде [1]

$$\left.\begin{aligned} 2\frac{\Delta g'}{r} &= \frac{1}{8}\sigma'(\psi'^2 - \sigma'^2)c + \frac{1}{4}(\psi'^2 + 3\sigma'^2)\omega_1 - \sigma'\omega_1^2, \\ 2\frac{\Delta G'}{r} &= \frac{1}{8}\psi'(\psi'^2 + \sigma'^2)c + \frac{1}{2}\psi'\sigma'\omega_1, \end{aligned}\right\} \tag{2.28}$$

где $\Delta g'$, σ' и $\Delta G'$, ψ' – поперечные аберрации и апертурные углы в меридиональной и сагиттальной плоскостях соответственно, ω_1 – угол главного луча с оптической осью в пространстве предметов, $c = e^2 - 1$. Очевидно из (2.28), что в области аберраций третьего порядка: 1) паболи-

Таблица 2.1

Допустимый диаметр D_{max} сферического зеркала, заменяющего параболическое зеркало

A	D_{max}, мм	A	D_{max}, мм	A	D_{max}, мм	A	D_{max}, мм
1 : 2	2,27	1 : 3,5	12,2	1 : 7	97,4	1 : 14	779
1 : 2,5	4,44	1 : 5	35,5	1 : 10	284	1 : 20	2270

ческое зеркало не имеет сферической аберрации, поскольку $e^2 = 1$ (из (2.24) следует, что и сферическая аберрация любых порядков равна нулю); 2) кома и астигматизм третьего порядка любых зеркальных коникоидов одинаковы, а дисторсии нет; 3) меридиональная фокальная поверхность имеет радиус кривизны $R_m = -r_1/4$, а радиус кривизны сагиттальной фокальной поверхности $R_s = \infty$, т.е. она является плоскостью.

Длина пятна комы в угловой мере η_1 равна [2]

$$\eta_1 \approx \frac{3}{16} A^2 \omega_1, \tag{2.29}$$

а ее ширина η_2 составляет

$$\eta_2 \approx \frac{1}{8} A^2 \omega_1. \tag{2.30}$$

Из (2.29) и (2.30) видно, насколько вредна кома и в какой степени она ограничивает поля безупречных изображений.

Д.Д. Максутов считает допустимой кому, длина пятна которой равна радиусу дифракционного кружка Эри; при этом изображение звезды практически неотличимо от идеального, за исключением конденсации света в первом кольце со стороны хвоста комы. При этом допустимый угол $\omega_{1\,max}$, при котором выполняется это условие Максутова, составляет

$$\omega_{1\,max} \leqslant \frac{750}{DA^2} \text{ секунд дуги,}$$

где D выражено в мм. Например, в телескопах БТА (D = 6 м, A = 1 : 4) и ЗТШ (D = 2,6 м, A = 1 : 3,8) кома не позволяет наблюдать без искажений весь диск Юпитера (его диаметр ~ 40″; атмосферная турбуленция не учитывается).

Заметим, что кома играет основную роль в ограничении полезного поля зрения зеркального коникоида (в частности, и параболического зеркала). Астигматизм и кривизна поля играют второстепенную роль. Благодаря астигматизму в гауссовой плоскости изображение точки вытягивается в

Таблица 2.2

Угловой размер изображения η_c по полю для параболического зеркала с различным относительным отверстием

A	ω_1			A	ω_1		
	1′	3′	10′		1′	3′	10′
1 : 10	0,11″	0,36″	1,3″	1 : 3,5	0,92	2,8	9,7
1 : 7	0,23	0,71	2,6	1 : 2,5	1,8	5,4	18,7
1 : 5	0,45	1,4	4,9	1 : 2	2,8	8,5	29,0

радиально ориентированную прямую, длина которой η_a в радианах равна

$$\eta_a = A\,\omega_1^2. \tag{2.31}$$

Суммарный наибольший угловой поперечник η_c изображения, обусловленный влиянием только комы и астигматизма, будет [2]

$$\eta_c = \frac{A}{16}(3A + 8\omega_1)\,\omega_1 \text{ (радиан)}. \tag{2.32}$$

Отсюда следует, что поле зеркального коникоида, в частности параболического зеркала, без применения корректора невелико и мало отличается от того, которое определено из (2.29). Для иллюстрации приводим табл. 2.2 значений η_c, вычисленных по (2.32).

Глава 3

ЛИНЗЫ И ЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ

3.1. Вспомогательные формулы

Рассмотрим некоторые соотношения, необходимые в дальнейшем. Выражение для последнего угла σ' системы из m сферических поверхностей имеет вид [21] (рис. 3.1)

$$\sigma' = \arcsin\frac{k_1}{n_1 P_1} + \sum_{i=1}^{m}\left(\arcsin\frac{k_i}{n_{i+1} r_i} - \arcsin\frac{k_1}{n_i r_i}\right), \tag{3.1}$$

где $k_1 = n_1 H$ – оптическое расстояние от центра кривизны первой

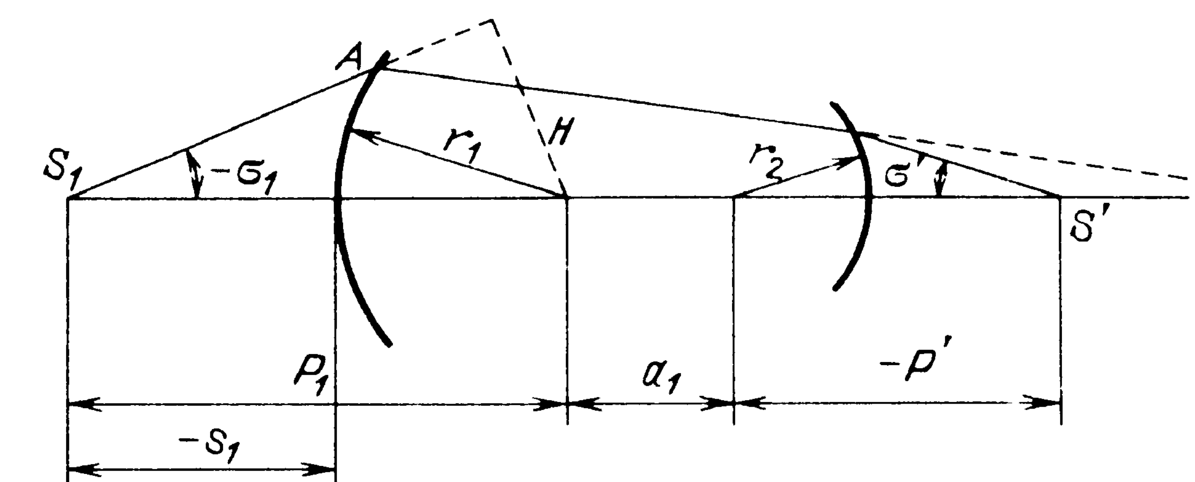


Рис. 3.1. Ход луча через систему сферических поверхностей

поверхности системы до луча; значения $k_2, k_3, \ldots$ находим по рекуррентным формулам

$$\left.\begin{aligned} k_\nu &= k_{\nu-1} + a_{\nu-1}\, n_\nu \sin\sigma_\nu, \quad a_{\nu-1} = r_\nu - r_{\nu-1} + d_{\nu-1}, \\ \sigma_\nu &= \sigma_{\nu-1} + \arcsin\frac{k_{\nu-1}}{n_\nu r_{\nu-1}} - \arcsin\frac{k_{\nu-1}}{n_{\nu-1} r_{\nu-1}}, \quad \nu = 2, 3, \ldots, m. \end{aligned}\right\} \tag{3.2}$$

Здесь $\sigma_1 = \arcsin\dfrac{k_1}{n_1 P_1}$ – угол луча, исходящего из точки S_1 предмета на оси, с оптической осью, P_1 – расстояние точки S_1 от центра кривизны

первой поверхности системы, r – радиусы кривизны поверхностей, n – показатели преломления. Расстояние P' изображения от центра кривизны последней поверхности определяется выражением

$$P' = \frac{k_m}{n_{m+1} \sin \sigma'} . \qquad (3.3)$$

Геометрически величины a являются расстояниями между соседними центрами кривизны поверхностей; очевидно, для концентрической системы $a = 0$.

В параксиальной области формулы (3.1) – (3.3) принимают вид (параксиальные величины обозначаем прежними буквами, но с чертой сверху)

$$\left.\begin{array}{l} \bar\sigma' = \dfrac{\bar k_1}{n_1 P_1} + \sum\limits_{i=1}^{m} \left[\dfrac{\bar k_i}{r_i} \left(\dfrac{1}{r_{i+1}} - \dfrac{1}{r_i} \right) \right], \quad \bar H = P_1 \bar\sigma_1 , \\ \bar k_1 = n_1 \bar H_1 , \ \bar k_\nu = \bar k_{\nu-1} + a_{\nu-1} n_\nu \bar\sigma_\nu , \ \nu = 2, 3, \ldots, m, \\ \bar P' = \dfrac{\bar k_m}{n_{m+1} \bar\sigma'} . \end{array} \right\} \qquad (3.4)$$

3.2. Точные выражения для сферической аберрации системы

Выведем общую точную формулу для сферической аберрации в произвольной центрированной системе из m сферических поверхностей. Продольная сферическая аберрация $\Delta s'$ определяется как разность

$$\Delta s' = P' - \bar P' = \frac{k_m}{n_{m+1} \sin \sigma'} - \frac{\bar k_m}{n_{m+1} \bar\sigma'} . \qquad (3.5)$$

Это выражение непригодно, если изображение находится в бесконечности; в этом случае лучше использовать угловую сферическую аберрацию η':

$$\eta' = \arcsin \frac{k_m}{n_{m+1} \bar P'} - \sigma' . \qquad (3.6)$$

Выражения (3.1) – (3.6) удобны для вычислений на микрокалькуляторах.

Найдем также точное выражение для волновой сферической аберрации для системы из сферических поверхностей. Из рис. 3.1 имеем выражение для оптического пути L луча $S_1 A S'$:

$$L = n_1 P_1 \cos \sigma_1 + \sum_{\nu=1}^{m} (n_{\nu+1} r_\nu \cos \epsilon'_\nu - n_\nu r_\nu \cos \epsilon_\nu + a_\nu n_{\nu+1} \cos \sigma_{\nu+1}) - n_{m+1} P' \cos \sigma_{m+1} ,$$

где

$$\epsilon_\nu = \arcsin \frac{k_\nu}{n_\nu r_\nu} , \quad \epsilon'_\nu = \arcsin \frac{k_\nu}{n_{\nu+1} r_\nu}$$

– углы падения и преломления на поверхности с номером ν; следует иметь в виду, что $a_m = 0$. Параксиальный оптический путь $\bar L$, очевидно, равен

$$\bar L = n_1 P_1 + \sum_{\nu=1}^{m} (n_{\nu+1} r_\nu - n_\nu r_\nu + a_\nu n_{\nu+1}) - n_{m+1} P' .$$

Волновая аберрация N определяется как разность

$$N = \bar L - L = 2 \left[n_1 P_1 \sin^2 \frac{\sigma_1}{2} + \sum_{\nu=1}^{m} \left(n_{\nu+1} r_\nu \sin^2 \frac{\epsilon'_\nu}{2} - n_\nu r_\nu \sin^2 \frac{\epsilon_\nu}{2} \right) - n_{m+1} P' \sin^2 \frac{\sigma_{m+1}}{2} \right] . \qquad (3.7)$$

Эта формула не требует большого числа значащих цифр при вычислениях и удобна для расчетов на микрокалькуляторах.

Заметим, что, зная выражение для $\sigma' = \sigma_{m+1}$ в явном виде, легко найти в явном виде значение заднего фокусного расстояния или увеличения для заданного луча, а затем и отступление от условия изопланазии, определяющее кому [10].

3.3. Расчет стигматической системы при положении изображения на конечном расстоянии

Задача нахождения профиля поверхности, строго исправляющей сферическую аберрацию произвольной центрированной системы в частном случае, когда изображение находится на бесконечности, была решена нами в [22, с. 105]. Рассмотрим более сложную задачу, когда изображение находится на конечном расстоянии. Подобные системы могут использоваться, например, в светосильных камерах спектрографов, в объективах астрографов, осветителях и т.п. системах [23].

Рассмотрим произвольную центрированную систему из $m - 1$ поверхностей (рис. 3.2); поставим своей целью найти точную асферическую поверхность, строго исправляющую сферическую аберрацию в заданной точке

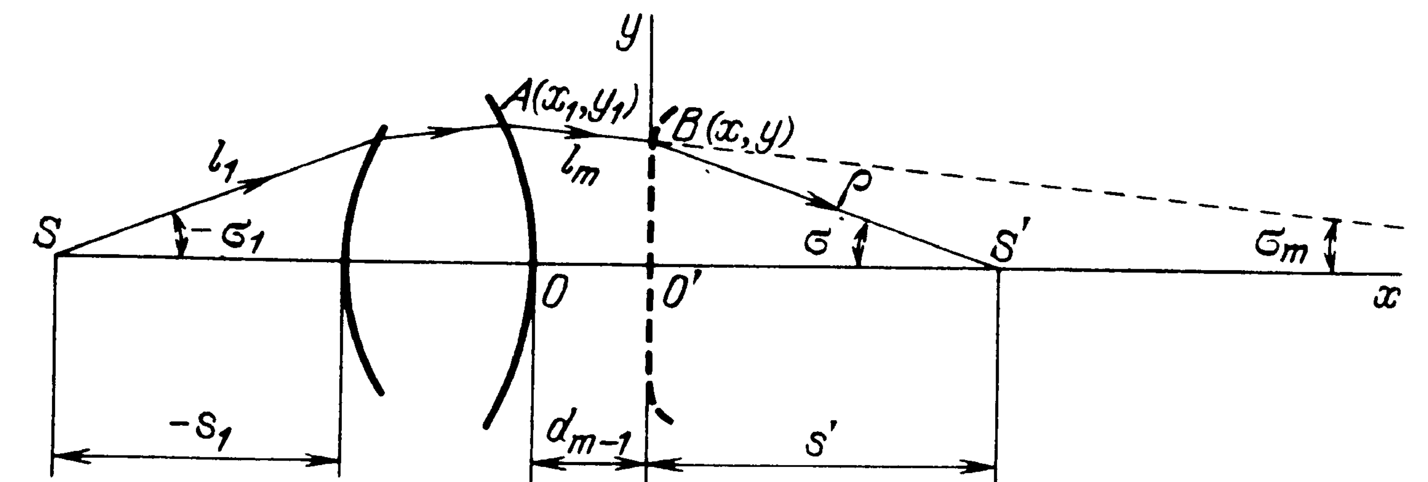


Рис. 3,2. К расчету стигматической системы с неизвестной последней поверхностью

S' на оси. Расстояние вершины d_{m-1} искомой поверхности от предыдущей вершины поверхности, а также расстояние s' от вершины последней поверхности до изображения будем считать известными. Используя принцип Ферма, из рис. 3.2 находим $(n' = n_{m+1})$

$$L + l_m n_m + \rho n' = \bar L' + d_{m-1} n_m + s' n' , \qquad (3.8)$$

где L – оптическая длина пути от точки S предмета до точки пересечения A луча с предпоследней поверхностью системы, $\bar{L}$ – оптический путь SO (рис. 3.2). Из геометрических соображений (рис. 3.2) находим

$$x = x_1 + l_m \cos\sigma_m, \tag{3.9}$$

$$y = y_1 - l_m \sin\sigma_m, \tag{3.10}$$

$$\rho^2 = y^2 + (T - x)^2, \tag{3.11}$$

где x, y – искомые координаты точки B поверхности, $T = d_{m-1} + s'$. Уравнения (3.8) – (3.10) линейны относительно неизвестных l_m, ρ, x, y, но уравнение (3.11) квадратное, поэтому и систему (3.8) – (3.11) можно привести к квадратному уравнению с одним неизвестным, например y. Из (3.8) – (3.10) находим, введя обозначение $C = \bar{L} - L + d_{m-1} n_m + s'n'$:

$$x = x_1 + (y_1 - y)/\mathrm{tg}\,\sigma_m, \tag{3.12}$$

$$\rho = [C - (y_1 - y) n_m/\sin\sigma_m]/n'. \tag{3.13}$$

Подставив из (3.12) и (3.13) значения x, ρ в (3.11), получим квадратное уравнение с одним неизвестным y:

$$a_1' y^2 + b_1 y + c_1 = 0, \tag{3.14}$$

где

$$a_1' = \left[\left(\frac{n_m}{n'}\right)^2 - 1\right] \frac{1}{\sin^2\sigma_m},$$

$$b_1 = 2\left(\frac{y_1}{\mathrm{tg}^2\sigma_m} + \frac{x_1 - T}{\mathrm{tg}\,\sigma_m} - \frac{y_1 n_m^2}{n'^2 \sin^2\sigma_m} + \frac{C n_m}{n'^2 \sin\sigma_m}\right),$$

$$c_1 = \left[\left(C - \frac{y_1 n_m}{\sin\sigma_m}\right)\frac{1}{n'}\right]^2 - \left(T - x_1 - \frac{y_1}{\mathrm{tg}\,\sigma_m}\right)^2.$$

Уравнение (3.14) может иметь два вещественных корня, но обычно только один из них имеет физический смысл. Этот корень совместно с (3.12) определяет параметрически (через параметр σ_1 либо k_1) точный профиль искомой поверхности. Полученное решение пригодно только для преломляющей поверхности; для отражающей поверхности ($n' = -n_m$), очевидно, $a_1' = 0$, и (3.14) вырождается в линейное уравнение

$$b_1 y + c_1 = 0,$$

откуда

$$y = -\frac{c_1}{b_1}. \tag{3.15}$$

Искомая отражающая поверхность определяется (3.12) и (3.15). Заметим, что если исходная система не имеет сферической аберрации на оси, то искомая последняя поверхность есть поверхность Декарта, рассмотренная выше. Более общий случай, когда искомая поверхность находится внутри системы, рассмотрен в [23].

3.4.1. Аберрации линзы. Простейшей системой является линза. Для линзы со сферическими поверхностями из (3.6) находим точное выражение для угловой сферической аберрации ($n_1 = n_3 = 1$)

$$\eta' = \arcsin\frac{k_2}{P'} - \arcsin\frac{k_1}{P_1} - \arcsin\frac{k_1}{n r_1} + \arcsin\frac{k_1}{r_1} -$$

$$- \arcsin\frac{k_2}{r_2} + \arcsin\frac{k_2}{n r_2};\quad k_1 = H;\quad k_2 = k_1 + a_1 n_2 \sin\sigma_2,$$

где n – показатель преломления стекла линзы.

Линзы со сферическими поверхностями описаны во многих книгах [1, 2, 24], поэтому мы не будем их подробно рассматривать. Волновую аберрацию линзы также можно найти по точной формуле (3.7), полагая $m = 2$. В [2] показано, что сферическая аберрация тонкой линзы зависит от ее формы и относительного отверстия и изображается параболической кривой. Если лучи идут из бесконечности, то продольная сферическая аберрация ее $\Delta s'$ будет

$$\Delta s' \approx -\frac{H^2}{2n(n-1)\Delta\rho}\left[(n+2)\rho_1^2 - n(2n+1)\rho_1\Delta\rho + n^3\Delta\rho^2\right], \tag{3.15a}$$

где H – высота падения луча на линзу, n – показатель преломления,

$$\rho_1 = \frac{1}{r_1},\quad \Delta\rho = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}.$$

Наибольший практический интерес имеют линзы с минимальной сферической аберрацией.

Для линзы с минимальной сферической аберрацией [1]

$$r_1 \approx \frac{2(n+2)(n-1)}{n(2n+1)} f_0',\qquad r_2 \approx \frac{2(n+2)(n-1)}{2n^2 - n - 4} f_0'.$$

При $n = 1{,}5163$ (стекло К8) находим $r_1 \approx 0{,}593 f_0'$, $r_2 = -3{,}93 f_0'$; для $n = 2$ (СТФ-1) $r_1 = 0{,}8 f_0'$, $r_2 = 4 f_0'$; для $n = 4$ (германий) $r_1 = f_0'$, $r_2 = 1{,}5 f_0'$.

Вторая поверхность линзы плоская, если $n \approx 1{,}6861$ (близкий показатель преломления имеет стекло СТК-7). Волновая сферическая аберрация N_3 линзы с минимальной сферической аберрацией на краю отверстия равна [1]

$$N_3 \approx \frac{n(4n-1)}{512(n-1)^2(n+2)} D A^3. \tag{3.16}$$

Сферическая аберрация не зависит от положения входного зрачка, в отличие от других аберраций. Можно найти такое положение x_1 входного зрачка, при котором кома будет исправлена; например, $x_1 \approx -0{,}3 f_0'$ для линзы

с минимальной сферической аберрацией. К. Шварцшильд [25] показал, что тонкая линза с входным зрачком, совпадающим с ней, свободна от комы, если

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{r_1} &= \frac{n^2}{(n^2-1)f_0'} + \frac{2n+1}{s_1(n-1)}, \\ \frac{1}{r_2} &= \frac{n^2-n-1}{(n^2-1)f_0'} + \frac{2n+1}{s_1(n+1)}, \end{aligned}\right\} \tag{3.17}$$

где s_1 – расстояние от линзы до предмета. Отсюда следует, что при $s_1 = -\infty$ линза с исправленной комой близка по своим параметрам к линзе с минимальной сферической аберрацией при специальном выборе n.

Дисторсия тонкой линзы с расположенным на ней зрачком практически отсутствует.

Астигматические составляющие z_m' и z_s' не зависят от конструктивных параметров тонкой линзы и равны [26, с. 382]

$$\left.\begin{aligned} z_m' &= -0{,}5\left(3+\frac{1}{n}\right)\frac{y'^2}{f_0'}, \\ z_s' &= -0{,}5\left(1+\frac{1}{n}\right)\frac{y'^2}{f_0'}, \end{aligned}\right\} \tag{3.18}$$

где y' – расстояние изображения от центра поля, n – показатель преломления.

Аберрации линзы зависят от показателя преломления и, следовательно, от λ. Продольная $\Delta s_{C,F}$ и волновая $N_{C,F}$ хроматические аберрации положения [2] тонкой линзы соответственно равны

$$\Delta s_{C,F} \approx \frac{f_0'}{\nu_1}, \qquad N_{C,F} \approx \pm\frac{DA}{16\nu_1}, \tag{3.19}$$

где ν_1 – число Аббе $\left(\nu_1 = \dfrac{n_D-1}{n_F-n_C}\right)$. В лучах C волновой хроматизм

Таблица 3.1

Значения предельных относительных отверстий $A_{хр}$ и $A_{сф}$, ограниченных хроматизмом положения и сферической аберрацией соответственно для линз с минимальной сферической аберрацией из стекла К8; хроматизм положения найден для лучей C, F, сферическая аберрация – для лучей D

D, мм	$A_{хр}$	$A_{сф}$	D, мм	$A_{хр}$	$A_{сф}$
50	1:350	1:11,3	250	1:1750	1:19,3
100	1:700	1:13,3	500	1:3500	1:24,4
150	1:1050	1:16,3	1000	1:7000	1:32,6

отрицателен; в лучах F он положителен. Из (3.15а) и (3.19) ясно, что обычно хроматизм, а не сферическая аберрация, ограничивает D и A однолинзового объектива.

В табл. 3.1 даны значения предельных относительных отверстий $A_{хр}$ и $A_{сф}$, ограниченных соответственно хроматизмом и сферической аберрацией, как функций диаметра D линзы. Хроматизм увеличения тонкой линзы отсутствует, если входной зрачок совмещен с ней.

Сферохроматическую аберрацию легко найти, дифференцируя (3.15а) по n.

3.4.2. Стигматические линзы. Для практики имеют ценность линзы с исправленной сферической аберрацией, т.е. стигматические. Как было сказано выше, точный расчет этих линз может быть выполнен по формулам (3.12) – (3.14). Стигматические линзы, работающие при бесконечно удаленном положении предмета, используются в астрономии как объективы коронографов, коллиматоры спектрографов и коллиматоры для контроля оптики. Линзы могут быть использованы и как камерные объективы (при условии коррекции комы). В инфракрасной области благодаря низкой дисперсии материала обычно объектив даже для широкой спектральной области не требует ахроматизации и может состоять из одиночной линзы. Наиболее интересны в этом отношении германий и кремний, коэффициенты дисперсии которых необычно высоки [26]; показатели преломления их $n \approx 4$ и $n \approx 3{,}42$ соответственно.

В [26] описаны коррекционные возможности линзы с асферикой на основе теории аберраций третьего порядка; оказалось, что асферизация не влияет на величину комы в тонкой линзе.

Приводим параметры апланатической линзы, рассчитанной нами на ЭВМ и изготовленной в мастерских Крымской астрофизической обсерватории (табл. 3.2). Предмет расположен на бесконечности.

Вторая поверхность линзы асферическая; ее уравнение (x и y в метрах):

$$x = -0{,}05\,y^2 + 0{,}0647378\,y^4 - 0{,}00236222\,y^6 - 0{,}088333\,y^8.$$

Контрольный расчет хода лучей показал, что остаточные поперечные аберрации линзы не превышают 1 мкм, а отступление от условия изопланазии 0,015 %, т.е. пренебрежимо мало.

Другим примером может служить линза из германия, имеющая сферическую первую поверхность (рис. 3.3); профиль второй поверхности напоминает участок улитки Паскаля вблизи узловой точки. Линза работает в параллельном пучке. На рис. 3.3 показан ход лучей; очевидно, линза мо-

Таблица 3.2

Конструктивные элементы тонкой асферической апланатической линзы ($D = 0{,}5$ м; $A = 1:4$; $s' = 2$ м)

r, м	d, м	n	r, м	d, м	n
1,15448		1,0	−10,0		1,0
	0,07	1,508			

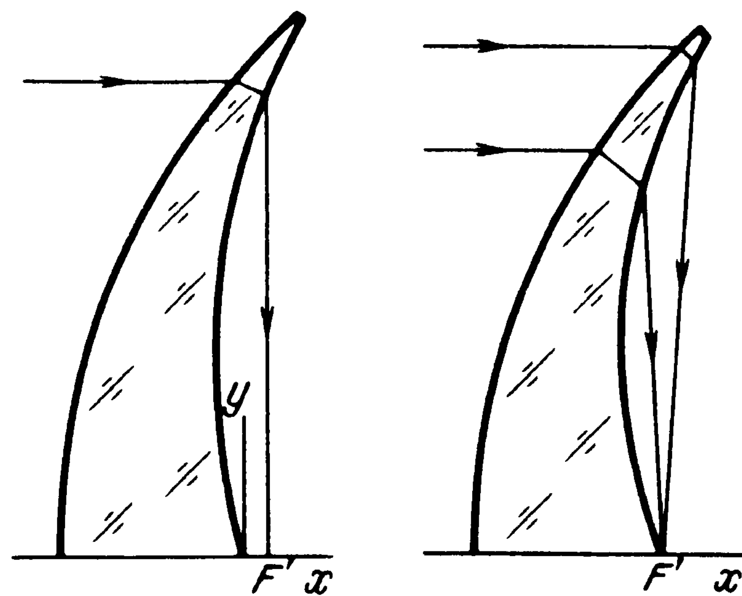


Рис. 3.3. Особо светосильная стигматическая линза из германия (нижняя часть линзы не показана – она симметрична верхней части)

Рис. 3.4. Стигматическая линза с двумя асферическими поверхностями

жет использовать пучок лучей, исходящий из точки в фокусе, с телесным углом около 180°. Исследование показало, что из германия и кремния могут быть получены даже более светосильные линзы; они могут найти применение в инфракрасной астрономии и технике. Изготовление асферических линз из германия и других материалов осуществляется путем их обработки алмазным резцом на станке с программным управлением [27, 28]; контроль производится оптическими либо контактными методами.

Заметим, что возможны и линзы, имеющие две асферические поверхности: профиль первой – эллипс с эксцентриситетом $e = 1/n$ (где n – показатель преломления материала линзы), профиль второй поверхности – улитка Паскаля, причем фокус линзы совпадает с узловой точкой улитки (рис. 3.4). Первая поверхность линзы обеспечивает гомоцентричность пучка, вторая не должна ее нарушить; очевидно, второй поверхностью может быть и любой из овалов Декарта, рассмотренных выше. Целесообразно применить сферическую поверхность; возможны два варианта: 1) поверхность имеет центр кривизны, совпадающий с фокусом первой поверхности; 2) это апланатическая поверхность. Во всех случаях линза с эллипсоидной первой поверхностью имеет максимальную асферичность [1]

$$\delta_{\max} \approx -\frac{DA^3}{128(n-1)^3}.$$

Если первая поверхность линзы плоская, то вторая является гиперболоидом [1], т.е. также одним из овалов Декарта.

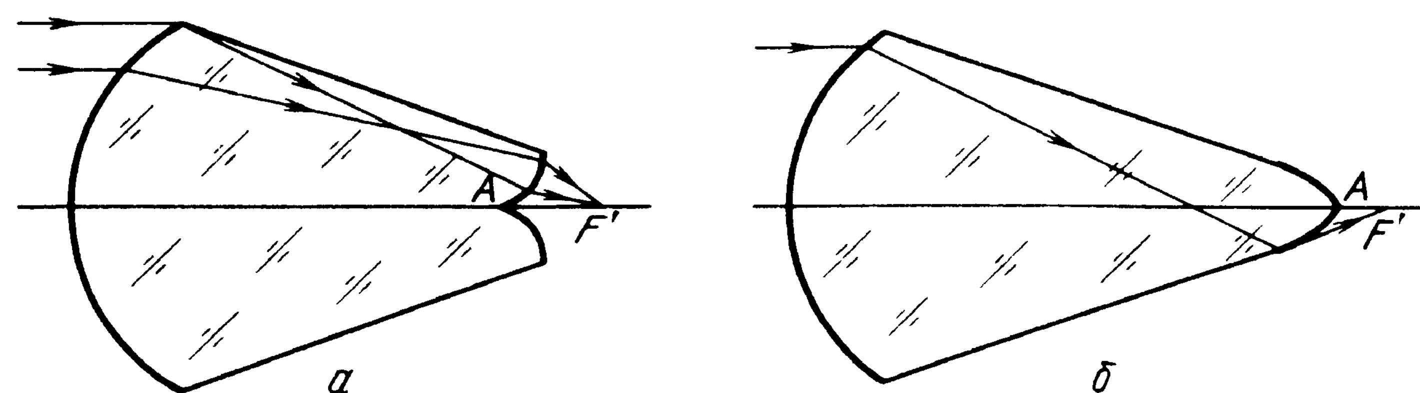


Рис. 3.5. Новые стигматические линзы, не имеющие параксиальной области: *а* – вторая поверхность вогнутая, *б* – вторая поверхность выпуклая

В процессе исследования толстых линз на ЭВМ с помощью упомянутой программы были обнаружены линзы необычного вида (рис. 3.5). Первая поверхность сферическая, вторая поверхность асферическая с особенностью на оси: обычно это точка излома. Эти линзы не имеют параксиальной области и не могут быть рассчитаны традиционными методами: применением теории аберраций третьего порядка с последующим уточнением полученного решения; это относится и к линзе с улиткой Паскаля, упомянутой выше.

Наибольший интерес для практики представляют апланатические линзы; точная методика их расчета будет описана ниже. Приведем пример апланатической толстой линзы с исправленным астигматизмом, рассчитанной на

Таблица 3.3

Координаты точек профиля асферической поверхности анастигматической линзы и значения фокусного расстояния ее в этих точках

x	y	f	x	y	f
0,000232	0,099833	–0,999997	0,004094	0,198636	–0,999831
0,001219	0,149434	–0,999972	0,010955	0,247235	–0,999319

ЭВМ [23] (табл. 3.3). В этой таблице x, y – координаты точек профиля второй (асферической) поверхности линзы, f – фокусное расстояние для зоны y. Точка предмета находится в переднем фокусе линзы; $r_1 = 0{,}5$, $f_0 = -1$, $d = 0{,}5$, $n = 1{,}5$, $D = 0{,}5$. Отступление от условия синусов пренебрежимо мало; астигматизм исправлен. Радиус кривизны поля $R = 1{,}5$. Линза может быть использована как камерный объектив спектрографа. Заметим, что Д.С. Волосов [29] и В.Н. Чуриловский [24] показали, что возможна толстая линза со второй асферической поверхностью, у которой исправлены все монохроматические аберрации, за исключением дисторсии; линза имеет форму мениска с одинаковыми положительными кривизнами; толщина линзы равна радиусу кривизны первой поверхности.

3.5. Дифференциальные уравнения, определяющие форму поверхностей в произвольной центрированной стигматической системе. Метод расчета апланатических объективов

Эта задача впервые была решена М. Линнеманом [30] в его диссертации; метод не получил распространения ввиду большой трудоемкости, вызванной необходимостью интегрировать численно одно или несколько дифференциальных уравнений. В настоящее время благодаря применению ЭВМ эти трудности легко могут быть преодолены. Особую ценность методы, основанные на применении дифференциальных уравнений, имеют для расчетов компактных систем, имеющих светосильные компоненты, в частности для космических приборов. Расчеты подобных систем традиционными

методами, основанными на теории аберраций третьего порядка с последующей оптимизацией на ЭВМ, часто не позволяют получить хорошо исправленную систему и приводят к потере решений. Например, при расчете большого космического инфракрасного телескопа, состоящего из четырех зеркал [31] и имеющего главное зеркало с относительным отверстием 1:0,7, форма второго и третьего зеркал была определена путем численного решения системы двух дифференциальных уравнений. При этом форма первого и четвертого зеркал была задана сферической; расстояния между зеркалами также определены в задании. Полученная таблица координат точек профилей зеркал была затем аппроксимирована специальными многочленами,

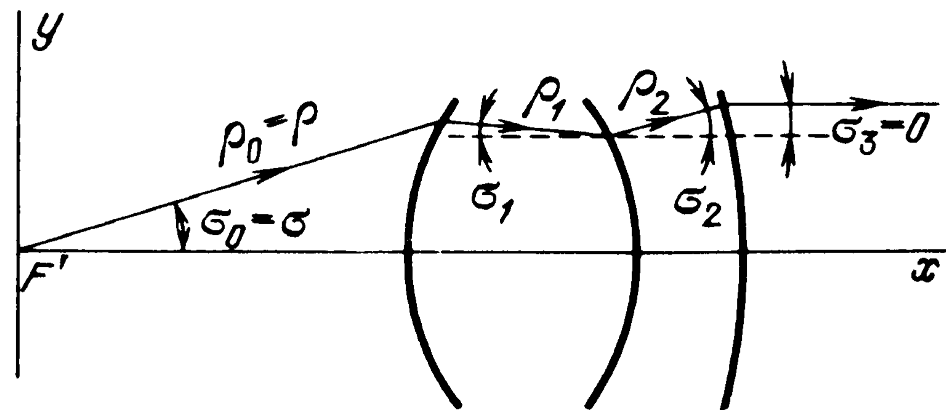


Рис. 3.6. К выводу дифференциальных уравнений, определяющих профили поверхностей в произвольной центрированной системе

содержащими секансы, логарифмы или гиперболические косинусы (обычные степенные многочлены не могут достаточно точно аппроксимировать столь сложные профили зеркал). Подобная аппроксимация необходима для того, чтобы изучить качество изображения в полученной системе путем расчета хода лучей.

Рассмотрим метод Линнемана. Основная задача — найти дифференциальные уравнения системы, изображающей резко (стигматически) бесконечно удаленную точку на оси (рис. 3.6). Поместим источник света в фокусе F' системы, т.е. рассмотрим работу системы в обратном ходе лучей. Начало декартовой системы координат (x, y) совместим с точкой F'. Нумерация поверхностей производится по ходу луча. Для показателей преломления и углов падения и преломления используем обозначения [26]. Введем также специальные системы полярных координат: ρ_{k-1} — это радиус-вектор между профилями поверхностей с номерами $k-1$ и k вдоль луча. Таким образом, начало и конец радиуса-вектора ρ_{k-1} совпадают с точками пересечения луча с поверхностями $k-1$ и k. Полярные углы радиусов-векторов с осью x (оптической осью) обозначим $\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2, \ldots, \sigma_m$, где m — число поверхностей системы. Из рис. 3.6 имеем

$$x_k = \sum_{\nu=1}^{k} \rho_{\nu-1} \cos\sigma_{\nu-1}, \qquad y_k = \sum_{\nu=1}^{k} \rho_{\nu-1} \sin\sigma_{\nu-1}. \tag{3.20}$$

Углы падения ϵ_k и преломления ϵ'_k связаны с σ_k известной формулой

$$\sigma_k = \sigma_{k-1} + \epsilon'_k - \epsilon_k. \tag{3.21}$$

Из (3.21) и закона преломления

$$n_{k-1} \sin\epsilon_k = n_k \sin\epsilon'_k \tag{3.22}$$

находим после преобразований

$$\operatorname{tg}\epsilon_k = \frac{n_k \sin(\sigma_{k-1} - \sigma_k)}{n_k \cos(\sigma_{k-1} - \sigma_k) - n_{k-1}}. \tag{3.23}$$

Очевидно, кривая (профиль поверхности) с номером k $(k = 1, 2, \ldots, m)$ определяется заданием $2k$ переменных $\rho_{\nu-1}$, $\sigma_{\nu-1}$ $(\nu = 1, 2, \ldots, k)$, которые будем считать функциями независимой переменной $\sigma = \sigma_0$. Касательная к кривой в точке x_k, y_k, очевидно, составляет с осью x угол $\epsilon_k - \sigma_{k-1}$, который определяется формулой

$$\frac{dy_k}{dx_k} = \operatorname{ctg}(\epsilon_k - \sigma_{k-1}). \tag{3.24}$$

Из (3.23) и (3.24) находим

$$\operatorname{ctg}(\epsilon_k - \sigma_{k-1}) =$$

$$= \frac{(\operatorname{ctg}\sigma_{k-1})[n_k \cos(\sigma_{k-1} - \sigma_k) - n_{k-1}] + n_k \sin(\sigma_{k-1} - \sigma_k)}{n_k[\cos(\sigma_{k-1} - \sigma_k) - \operatorname{ctg}\sigma_{k-1} \sin(\sigma_{k-1} - \sigma_k)] - n_{k-1}}. \tag{3.25}$$

Дифференцируя (3.20) по σ, находим

$$\frac{dy_k}{dx_k} = \frac{dy_k}{d\sigma}\frac{d\sigma}{dx_k} =$$

$$= \frac{\sum\limits_{\nu=1}^{k} \left(\frac{d\rho_{\nu-1}}{d\sigma} \sin\sigma_{\nu-1} + \frac{d\sigma_{\nu-1}}{d\sigma} \rho_{\nu-1} \cos\sigma_{\nu-1}\right)}{\sum\limits_{\nu=1}^{k} \left(\frac{d\rho}{d\sigma} \cos\sigma_{\nu-1} - \frac{d\sigma_{\nu-1}}{d\sigma} \rho_{\nu-1} \sin\sigma_{\nu-1}\right)}. \tag{3.26}$$

Подставляя (3.25) и (3.26) в (3.24), получим окончательно после преобразований искомую систему уравнений, определяющую стигматическую систему:

$$\sum_{\nu=1}^{k} \left\{\frac{d\rho_{\nu-1}}{d\sigma}[n_k \cos(\sigma_{\nu-1} - \sigma_k) - n_{\nu-1}] - \right.$$

$$\left. - n_k \rho_{\nu-1} \frac{d\sigma_{\nu-1}}{d\sigma} \sin(\sigma_{\nu-1} - \sigma_k)\right\} = 0, \qquad k = 1, 2, \ldots, m. \tag{3.27}$$

Поскольку луч выходит из системы параллельно оптической оси, $\sigma_m = 0$ и последнее уравнение из (3.27) запишется в виде $(k = m)$

$$\frac{d}{d\sigma}\left\{\sum_{\nu=1}^{m} \rho_{\nu-1}[n_m \cos\sigma_{\nu-1} - n_{\nu-1}]\right\} = 0. \tag{3.27a}$$

Интеграл этого уравнения идентичен условию Ферма

$$\sum_{\nu=1}^{m} \rho_{\nu-1}[n_m \cos\sigma_{\nu-1} - n_{\nu-1}] = a, \tag{3.28}$$

где a – постоянная. Таким образом, число уравнений в (3.27) уменьшилось на единицу.

Заметим, что если первые $m - 1$ поверхностей системы известны, то можно выполнить расчет хода лучей через эти поверхности [10] (и, таким образом, найти $\rho_{\nu-1}$, $\sigma_{\nu-1}$), после чего из (3.28) можно найти ρ_{m-1} как функцию σ_{m-1} (или σ), т.е. определить форму последней поверхности стигматической системы, из которой выходит параллельный пучок лучей. Дополняя уравнения (3.27) условием коррекции комы (условием синусов Аббе), получим систему уравнений, определяющую апланат. В общем случае можно задать произвольную функцию $\psi(\sigma)$, определяющую отступления от условия синусов:

$$\psi(\sigma) = \frac{y}{\sin\sigma} - f_0'. \tag{3.29}$$

Функция $\psi(\sigma)$ влияет на распределение света по площади линз системы.

При $\psi \equiv 0$ получается условие синусов Аббе, при $\psi = c_1 \sin^2\sigma$ постоянная c_1 идентична коэффициенту комы в теории аберраций третьего порядка, а длина пятна комы $\Delta g'$ определяется [2] известной формулой

$$\Delta g' \approx \frac{3A^2 f_0' c_1}{4}\,\omega_1. \tag{3.30}$$

В качестве примера рассмотрим расчет апланатической линзы в воздухе; подобные линзы применяются, например, как объективы коронографов, в спектрографах и в инфракрасной технике.

Из (3.27), полагая $k = 1$, находим (n_1 – показатель преломления стекла линзы)

$$\frac{d\rho}{d\sigma}[n_1\cos(\sigma - \sigma_1) - 1] - n_1\rho\sin(\sigma - \sigma_1) = 0. \tag{3.31}$$

Из (3.27а) при $m = 2$ получаем условие Ферма

$$\rho_1(n_1 - \cos\sigma_1) + \rho(1 - \cos\sigma) = d(n_1 - 1), \tag{3.32}$$

где d – толщина линзы по оси. Условие синусов и (3.20) дают

$$\rho_1\sin\sigma_1 + \rho\sin\sigma = \sin\sigma. \tag{3.33}$$

Из двух последних уравнений исключаем ρ_1 и решаем полученное тригонометрическое уравнение относительно σ_1; находим после преобразований

$$\sigma_1 = 2\,\mathrm{arctg}\left\{\frac{A}{B(n_1+1)} \pm \sqrt{\left[\frac{A}{B(n_1+1)}\right]^2 + \frac{1-n_1}{1+n_1}}\right\}, \tag{3.34}$$

где

$$A = \rho(\cos\sigma - 1) + d(n_1 - 1), \qquad B = (1 - \rho)\sin\sigma.$$

Подставив σ_1 в (3.31), получим нелинейное дифференциальное уравнение, которое не интегрируется в квадратурах, но может быть решено приближенными методами (например, посредством рядов или методом Пикара [32]) либо численно. Наш опыт показал, что наиболее удобен метод Рунге – Кутта четвертого порядка (при использовании ЭВМ). Если поверхность имеет особенности, например точки возврата, то целесообразно применять более трудоемкий, но надежный метод Пикара. Метод степенных рядов целесообразно применять для несветосильных объективов (с относительным отверстием менее 1 : 2); при этом целесообразно сначала избавиться от тригонометрических функций в уравнениях (3.27) – (3.28) посредством подстановки $t = \mathrm{tg}\frac{\sigma}{2}$, $t_1 = \mathrm{tg}\frac{\sigma_1}{2}$, ..., а затем искать решение в виде степенных рядов

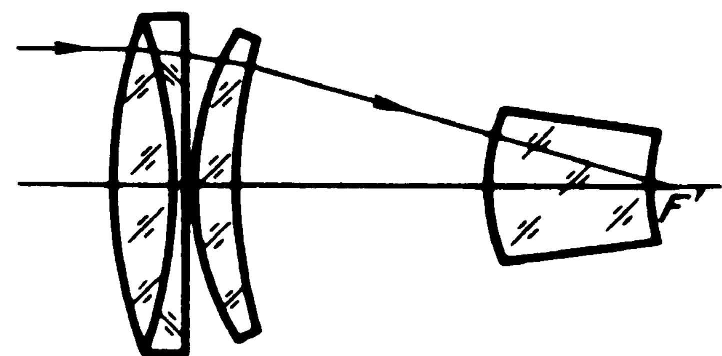
$$\rho = \sum_{k=0}^{\infty} q_{0,2k}t^{2k}, \quad \rho_1 = \sum_{k=0}^{\infty} q_{1,2k}t_1^{2k}, \ldots; \quad t_1 = \sum_{k=0}^{\infty} p_{1,2k+1}t^{2k+1}, \ldots,$$

считая $q_{0,0} = s'$ заданным. Этим методом М. Линнеман [30] рассчитал однолинзовый асферический объектив спектрографа с A = 1:2,4. Наш опыт показал, что можно рассчитать апланатическую линзу с относительным отверстием, близким к теоретическому пределу (1:0,5), причем и продольная сферическая абберация, и отступление от условия синусов не превышают 10^{-10} от ее фокусного расстояния. М. Линнеман [30] показал также, что, дополняя уравнения (3.27) условиями исправления хроматической аберрации на оси и требованием исправления условия синусов для двух цветов, можно получить систему из пяти дифференциальных уравнений. Интегрируя ее рядами, он рассчитал ахроматические объективы, склеенные из трех линз (т.е. имеющие четыре асферические поверхности), исправленные на осевые аберрации и кому для двух цветов. В дальнейшем, возможно, благодаря прогрессу технологии изготовления асферических поверхностей подобные объективы будут осуществлены.

3.6. Светосильные линзовые объективы

3.6.1. Объективы для камер спектрографов. Объективы для несветосильных камер описаны у И.В. Пейсахсона [33], поэтому мы их не рассматриваем. Основные требования к объективу камеры небулярного спектрографа изложены в [1], и мы не будем на них подробно останавливаться. Укажем лишь, что от объектива требуется высокая светосила, чтобы использовать как можно больше света на щели спектрографа, удобное наружное положение фокальной плоскости, плоское поле зрения, позволяющее использовать современные светоприемники (ЭОП, ПЗС-матрицы и другие). Число поверхностей, граничащих с воздухом, должно быть минимальным для уменьшения потерь света на отражение. Заметим, что просветление нежелательно из-за избирательного пропускания просветленной

поверхности. Линзовые объективы могут быть свободны от экранирования и виньетирования, что выгодно отличает их от большинства зеркальных и зеркально-линзовых систем. Впервые светосильные линзовые объективы в спектрографах предложили использовать У. Рейтон [34] и Р. Брейси [35]; это были модифицированные объективы микроскопов; они не получили распространения и были вытеснены зеркально-линзовыми системами Шмидта, Максутова и др. В настоящее время благодаря появлению новых марок оптических стекол появилась возможность рассчитать весьма совершенные линзовые светосильные объективы. Их особенность – применение

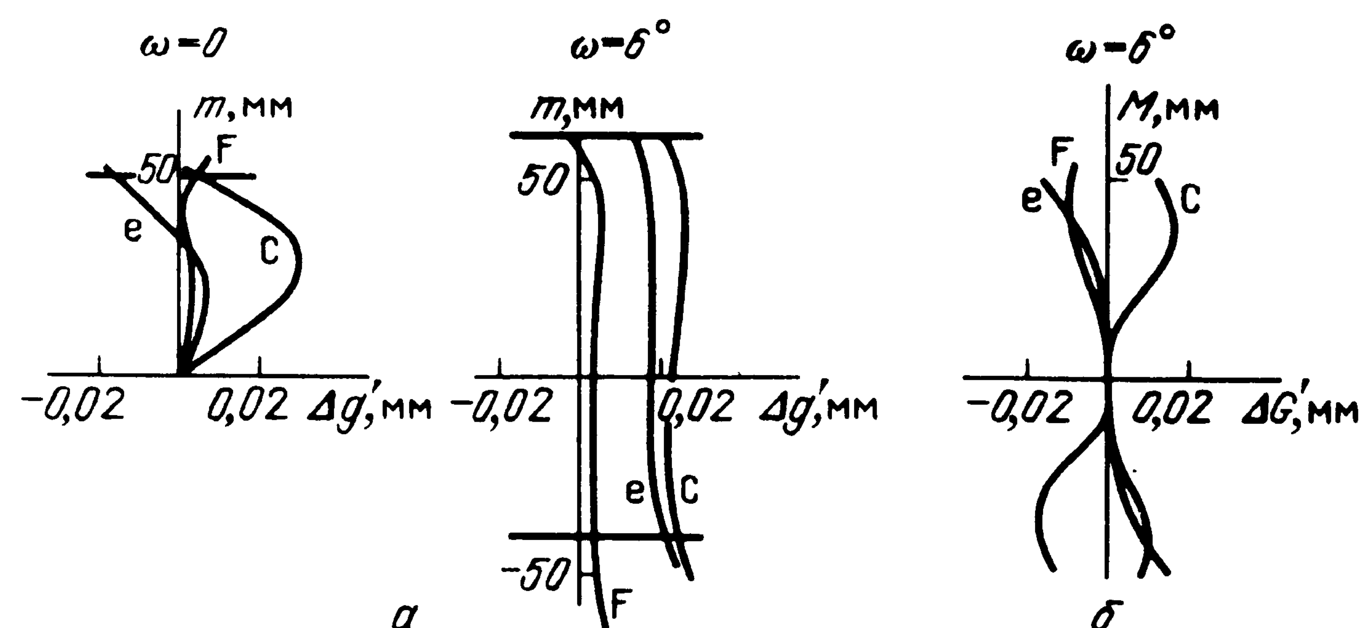


Р и с. 3.7. Оптическая схема светосильного объектива (D = 100 мм, A = 1 : 1,14)

тяжелых стекол и большие толщины линз. Заметим, что в настоящее время прозрачность оптических стекол значительно повысилась и потери на поглощение в линзах в видимом диапазоне невелики.

Вопросы методики расчета светосильных ($A \approx 1{:}1$) объективов с небольшим полем зрения рассмотрены в диссертации И.Л. Анитроповой [36], где даны также и примеры расчетов конкретных объективов. Входной зрачок этих объективов находится на первой поверхности; для спектрографа желательно иметь объектив со зрачком, помещенным перед объективом; т.е. на том месте, где располагается диспергирующий элемент. Наш опыт показал, что расчет подобных объективов легко выполняется на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы. Приведем пример. В качестве исходной была выбрана трехкомпонентная схема, содержащая один склеенный из двух линз компонент (первый либо второй) (рис. 3.7). Исправлению подлежат сферическая аберрация, хроматизм положения, кома, астигматизм и кривизна поля. Приведем параметры одного из лучших объективов (табл. 3.4); размеры в мм; 2ω – угол поля зрения [37].

Объектив ахроматизован для лучей F, C. Графики аберраций даны на рис. 3.8.



Р и с. 3.8. Аберрации светосильного линзового объектива (см. рис. 3.7) в меридиональной (*а*) и сагиттальной (*б*) плоскостях

Т а б л и ц а 3.4

Конструктивные элементы светосильного линзового объектива
(D = 100; A = 1:1,14; s' = 2; 2ω = 12°)

r	d	Вещество	r	d	Вещество
		1,0 (воздух)	117,38	10,0	1,74605 (СТК9)
275,98	25	1,74605 (СТК9)	178,90	108,16	1,0 (воздух)
−154,81	3,0	1,813769 (ТФ10)	73,69	70,0	1,74605 (СТК9)
−1894,4	0,1	1,0 (воздух)	56,37		1,0 (воздух)

Т а б л и ц а 3.5

Конструктивные элементы светосильного линзового объектива
(D = 70,0; A = 1 : 1,2; 2ω = 24°)

r	d	Вещество	r	d	Вещество
		1,0 (воздух)	∞	20,0	1,744 (СТК19)
165,0	15,0	1,744 (СТК19)	−165,0	0,1	1,0 (воздух)
−100,0	5,0	1,944 (СТФ2)	80,0	74,0	1,744 (СТК19)
−460,0	71,7	1,0 (воздух)	50,0		1,0 (воздух)

Входной зрачок расположен перед объективом на расстоянии 100 мм. Заметим, что сферическая аберрация лучше исправлена для синей области, а аберрации на краю поля – для красной области. Если не требовать исправления хроматических аберраций, что допустимо в камере спектрографа, то можно получить объектив с бо́льшим полем зрения. Приведем параметры подобного объектива, заимствованные из [36] (табл. 3.5). Входной зрачок расположен на первой поверхности; схема объектива аналогична изображенной на рис. 3.7.

Усложнение конструкции позволяет рассчитать еще более светосильные объективы; например, в [33] описан объектив из шести линз с D = 50 мм и A = 1:0,7 при 2ω = 20° к спектрографу СП-48 – он предназначен для изучения свечения ночного неба.

Заметим, что нами были рассчитаны цельносклеенные объективы средней светосилы (1:2,5 – 1:3) [38], пригодные как для прямых наблюдений в белом свете, так и для камер спектрографов; они имеют минимальные светопотери и светорассеивание.

3.6.2. Линзовые системы с большим полем зрения. Ряд астрофизических задач требует применения оптических систем высокой светосилы в сочетании с большим полем зрения, желательно охватывающим все небо. Таковы задачи изучения метеоров и их спектров, следов метеоров, комет, зодиакального света и ИСЗ.

Желательно также иметь систему с минимальными потерями света и светорассеянием, нечувствительную к разъюстировкам, и небольшой ошиб-

кой поля. Несколько систем, удовлетворяющих этим условиям, было приведено в нашей работе [39]; позже появился довольно сложный объектив Д.С. Волосова "Сферогон" [40], состоящий из шести линз и имеющий относительное отверстие 1:3 при поле зрения 120° и фокусном расстоянии 100 мм. Наши исследования показали, что можно несколько увеличить относительное отверстие объектива при более простой его конструкции (рис. 3.9) — это шар с приклеенными к нему одинаковыми концентрическими менисками. Расчет системы сводится к совместному решению

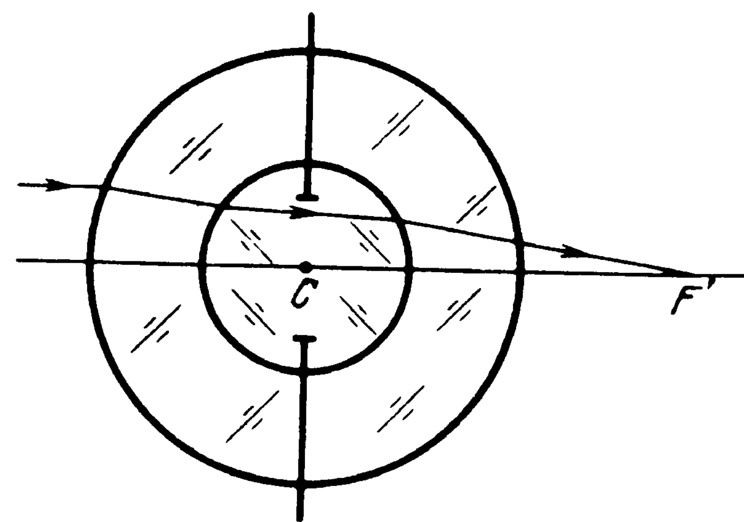


Рис. 3.9. Шаровидный концентрический объектив

двух уравнений, одно из которых есть условие исправления хроматической аберрации положения $\eta'_{\text{хр.п}} = 0$, а второе выражает требование равенства нулю сферической аберрации η' на выбранной зоне H. В явном виде имеем [39]

$$\eta'_{\text{хр.п}} = \frac{2\varphi_1}{n_1 \nu_1} + \frac{\varphi_2}{n_2 \nu_2} = 0, \tag{3.35}$$

$$\eta' = -\arcsin\frac{H}{f'_0} - 2\left(\arcsin\frac{H}{n_1 r_1} - \arcsin\frac{H}{r_1} + \right.$$

$$\left. + \arcsin\frac{H}{n_2 r_2} - \arcsin\frac{H}{n_1 r_2}\right) = 0, \tag{3.36}$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления для стекол менисков и шара соответственно, ν_1 и ν_2 — их числа Аббе, φ_1 и φ_2 — оптические силы мениска и шара, f'_0 — фокусное расстояние системы. Предполагается, что предмет находится на бесконечности, а $r_1 = -r_4$, $r_2 = -r_3$. Решая совместно систему (3.35) и (3.36) (например, по методу Ньютона [41]), получим значения неизвестных r_1 и r_2. Вычисления легко выполнить на микрокалькуляторе, например МК-54, составив специальную программу. Результаты расчетов четырех вариантов системы даны в табл. 3.6. Системы ахроматизованы в спектральном интервале F, C. В табл. 3.6 D — диаметр входного зрачка, $\delta g'$ — радиус пятна наименьшего рассеяния в интервале F, C, A — относительное отверстие системы. Апертурная диафрагма расположена в центре кривизны для всех систем, поэтому системы свободны от аберраций наклонных пучков, за исключением кривизны поля. Радиус кривизны поля

Таблица 3.6

Конструктивные элементы светосильных линзовых концентрических объективов (f'_0 = 100 мм)

r_1, мм	r_2, мм	n_1	n_2	D, мм	$\delta g'$, мкм	A
62,775	25,738	1,603 (Ф6)	1,54 (БК6)	50	0,02	1:2
55,929	28,034	1,7172 (ТФ3)	1,5335 (К15)	40	0,016	1:2,5
55,279	27,640	1,6641 (БФ28)	1,51 (К3)	43	0,015	1:2,3
54,645	26,776	1,6641 (БФ28)	1,51 (К3)	33	0,005	1:3

равен фокусному расстоянию системы с обратным знаком. Из табл. 3.6 следует, что

1) расстояние фокуса от последней поверхности системы порядка 40 мм;

2) относительное отверстие системы может быть доведено до 1:2 при f'_0 = 100 мм.

Полезное поле зрения систем может составлять $2\omega = 140°$, причем освещенность на краю поля равна 0,34 от освещенности в центре поля (освещенность уменьшается пропорционально $\cos\omega$). Для сравнения заметим, что в широкоугольном объективе "Гипергон" освещенность на краю поля $2\omega = 140°$ падает до 0,03 от освещенности в центре поля, а относительное отверстие его всего 1:25. Важным достоинством систем является малое количество рассеянного света и бликов от поверхностей линз. Симметрия системы облегчает изготовление объектива; опытный экземпляр объектива с f'_0 = 50 мм и A = 1:2,5 был успешно изготовлен в мастерских Крымской астрофизической обсерватории и испытан (см. рис. 3.8).

Широкоугольные объективы более сложных конструкций описаны во многих изданиях [26, 40, 42], поэтому нет необходимости их рассматривать.

Глава 4

ЛИНЗОВЫЕ ТОНКИЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТИВЫ С УМЕНЬШЕННЫМ ВТОРИЧНЫМ СПЕКТРОМ ДЛЯ ШИРОКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

4.1. Введение

Рассмотрим возможность исправления хроматических аберраций в системе из двух-трех тонких линз, разделенных малыми воздушными промежутками либо склеенных.

Этот вопрос имеет большое значение, так как телескопы-рефракторы большого диаметра (до 1 м) успешно используются для наблюдений двой-

ных звезд, тонких планетных деталей, в астрометрии, а также для фотографирования больших участков неба. Опыт показал, что линзовые объективы превосходят зеркальные системы также и при наблюдении тонких деталей короны и на поверхности Солнца (объективы коронографов). Линзовые объективы создают минимальное количество рассеянного света, линзы значительно менее чувствительны к влиянию прогибов, а следовательно, менее требовательны к разгрузочному приспособлению оправы объектива, нежели зеркала́. Линзовый объектив позволяет осуществить телескоп с герметичной и даже вакуумной трубой, что намечено осуществить в солнечном телескопе СибИЗМИР [43], объектив которого имеет диаметр 76 см. Деформации линз, заметно влияющие на качество изображения, возникающие под действием собственного веса, наблюдаются только в Йеркском рефракторе (диаметр линз 1,02 м при толщине отрицательной линзы 0,028 м).

Объектив, состоящий из линз, как правило, не подвержен разъюстировке в процессе работы, а его характеристики (светопропускание и др.) меньше меняются с течением времени, нежели аналогичные показатели зеркальных и зеркально-линзовых систем, не говоря уже о необходимости восстанавливать зеркальный слой и об экранирующем действии вторичных зеркал и растяжек в этих системах. Конвекция воздуха в герметичной трубе рефрактора также значительно меньше. Однако, как отмечает Д.Д. Максутов [2], основным недостатком классического объектива рефрактора из двух линз является значительный вторичный спектр, из-за чего изображение звезды имеет цветной ореол. Д.Д. Максутов [2] подробно исследовал вопрос о создании апохроматов из существовавших отечественных стекол и пришел к выводу, что значительное уменьшение вторичного спектра можно получить только при условии, что будут созданы новые стекла. К настоящему времени в СССР подобные стекла (марок ОФ, ОК) и кристаллы были разработаны и освоены заводами оптического стекла. Сейчас многие особые стекла могут быть изготовлены в блоках диаметром до 50 см. В 60-х годах автор провел исследование возможности исправления вторичного спектра в трехлинзовой тонкой системе и показал, что такая система может обладать пренебрежимо малым вторичным спектром, причем возможно много комбинаций как из советских стекол, так и из стекол, выпускаемых заводом в Иене (ГДР) [44]. Важным обстоятельством оказалось то, что особые сорта стекол (курцфлинты, лангкроны, флуорит) не являются необходимыми для создания подобных объективов (как считалось прежде); например, могут быть использованы обычные стекла ЛК3, Ф1 и ТФ7. В работе [45] было найдено, что некоторые стекла фирмы Шотт также могут быть применены для создания аналогичных объективов; были выполнены расчеты объективов микроскопа, основанные на этом принципе. М. Герцбергер предложил называть объективы, исправленные для четырех лучей, суперапохроматами, поскольку они имеют значительно лучшую коррекцию хроматизма положения, нежели апохроматы. Заметим, что возражения, выдвигавшиеся против больших линзовых объективов: невозможность получения больших дисков оптически однородного стекла, большие потери света в линзах из-за поглощения, теперь в значительной мере утратили силу благодаря успехам стекловарения. Потери на поглощение в стекле могут быть снижены до 0,5 % на 1 см пути луча в стекле и менее. Покажем, что возмож-

ны суперапохроматы из отечественных стекол; впервые это было установлено нами в [44]. Заметим, что в последние годы в [46, 47] также проведены обширные исследования апохроматов из трех линз из отечественных стекол. В [48 – 51] содержится дальнейшее развитие вопросов, относящихся к объективам с уменьшенным вторичным спектром. Заметим, что за рубежом астрономические апохроматы небольшого диаметра (до 125 мм) изготовляются серийно [52].

4.2. Тонкие суперапохроматы и апохроматы из двух линз

В последние годы были разработаны особые стекла – ОК1 и ОК2 типа "лангкрон", предназначенные для апохроматов [53]. Покажем, что стекло ОК1 в паре с обычными стеклами способно обеспечить исправление хроматизма положения в широкой области спектра в тонком объективе из двух линз. При этом кривизны линз не очень велики и возможен расчет астрономических объективов-суперапохроматов с относительным отверстием порядка 1:15 – 1:20, что представляет значительный практический интерес. Согласно Д.Д. Максутову [2] величина продольного вторичного спектра $\Delta s'$ равна

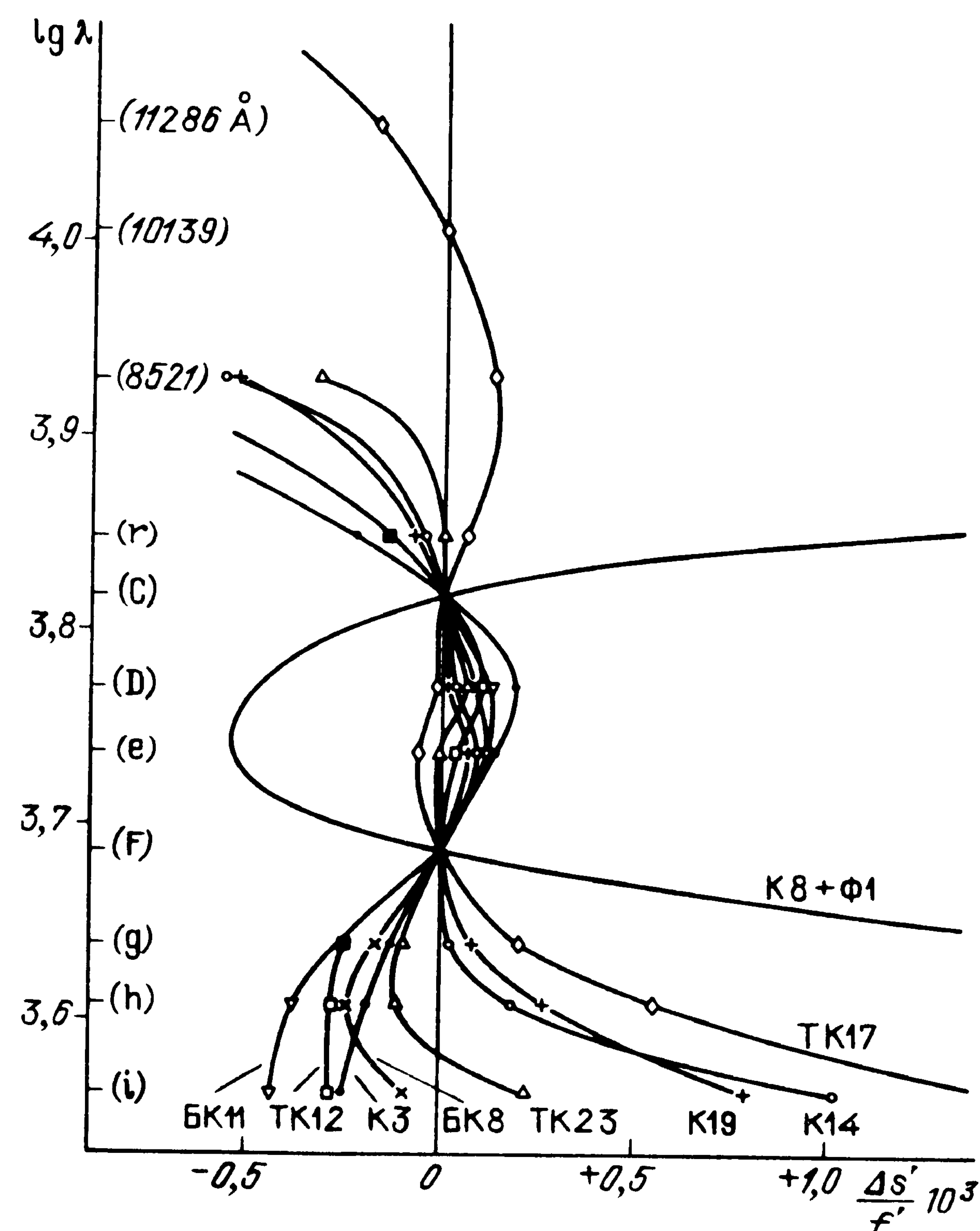
$$\Delta s' = -f_0' \frac{P_1 - P_2}{\nu_1 - \nu_2}, \qquad (4.1)$$

где f_0' – фокусное расстояние объектива, P_1, P_2 и ν_1, ν_2 суть относительные частные дисперсии и числа Аббе соответственно для первой и второй линз объектива. Из (4.1) следует, что требуется выбрать стекла так, чтобы разность $P_1 - P_2$ была минимальной в широкой области спектра при достаточно большой разности чисел Аббе (не менее 10), что дает приемлемые значения для оптических сил линз [2, с. 215]. Обращаясь к каталогу оптического стекла [53], находим ряд отечественных стекол (табл. 4.1), обеспечивающих хорошее исправление хроматизма в широкой области спектра.

Таблица 4.1

Значения относительных частных дисперсий стекол, пригодных для двухлинзовых объективов-суперапохроматов

Номер	Стекло	$P_{i,h}$	$P_{h,g}$	$P_{g,F}$	$P_{F,e}$	$P_{D,e}$	$P_{C,r}$	$P_{852-1000}$	$\nu_1 - \nu_2$
1	ОК1	0,754	0,445	0,540	0,4563	0,296	0,174	0,280	0
2	К3	0,753	0,444	0,538	0,454	0,298	0,177	0,303	12,9
3	К14	0,767	0,448	0,540	0,455	0,296	0,175	0,296	15,7
4	К19	0,762	0,447	0,541	0,456	0,296	0,175	0,293	14,6
5	ФК14	–	0,445	0,538	0,456	0,297	0,175	0,288	11,2
6	БК8	0,756	0,444	0,538	0,455	0,297	0,176	0,299	13,5
7	БК11	0,753	0,444	0,537	0,455	0,298	–	–	13,0
8	ТК12	0,755	0,444	0,537	0,455	0,298	0,176	0,301	13,4
9	ТК23	0,752	0,445	0,538	0,456	0,297	0,174	0,290	15,1
10	КФ5	0,773	0,448	0,540	0,455	0,297	–	–	14,2



Р и с. 4.1. Кривые продольного вторичного спектра для тонких объективов из двух линз

В табл. 4.1 приведены порядковый номер стекла, марка стекла, относительные частные дисперсии стекол для различных λ, например

$$P_{\mathrm{i,h}} = \frac{n_{\mathrm{i}} - n_{\mathrm{h}}}{n_{\mathrm{F}} - n_{\mathrm{C}}},$$

где i – спектральная линия с λ = 3650,1 Å и т.п., и разность чисел Аббе $\nu_1 - \nu_2$ (ν_1 – число Аббе для стекла ОК1). Все числа Аббе взяты для лучей D, т.е. для λ = 5893 Å.

Как видно из табл. 4.1, наилучшие результаты дают стекла К3, БК8, БК11, ТК12, ТК23, обеспечивающие в паре с ОК1 хорошее исправление вторичного спектра для интервала 3650 – 6563 Å, т.е. от ближней ультрафиолетовой области до красной линии водорода H_α. Стекло ТК23 к тому же дает довольно большую разность $\nu_1 - \nu_2$ = 15,1, т.е. благоприятные оптические силы линз, и хорошо работает в инфракрасной области. Стекла К14, К19, КФ5 в паре с ОК1 плохо работают в ближнем ультрафиолете (3650 – 4046,6 Å), но имеют хорошо исправленный вторичный спектр в видимой области при значительной разности $\nu_1 - \nu_2$ – от 14,2 до 15,7. Из табл. 4.1 следует также, что в инфракрасной области, начиная с 8521 Å, все пары работают плохо. Кривые вторичного спектра для стекол из табл. 4.1 даны на рис. 4.1.

С помощью оптимизирующей программы мы рассчитали ряд конкретных объективов из стекол табл. 4.1 на ЭВМ ЕС1020 [48]. Во всех случаях положительная линза была из стекла ОК1, отрицательная – из одного из стекол № 2 – 10. Оказалось, что возможны как объективы типа "положительная линза впереди", так и объективы, имеющие спереди отрицательную линзу. По своим качествам оба типа приблизительно равноценны. Приведем более подробные сведения об одном из лучших суперапохроматов из этих расчетов, содержащем стекла ОК1 и К3. Конструктивные элементы этого объектива даны в табл. 4.2 (размеры в мм), пересчитанной для D = 400 мм из [48].

Все поверхности объектива сферические; воздушный промежуток между линзами введен с целью исправления сферохроматической аберрации. В табл. 4.3 даны результаты расчетов хода лучей через объектив для шести спектральных линий i, h, g, F, D, C для точки на оси (точка находится на бесконечности). В таблице приведены значения поперечных аберраций $\Delta g'$ и фокусных расстояний для нескольких зон m входного зрачка объек-

Т а б л и ц а 4.2

Конструктивные элементы суперапохромата из двух линз
(D = 400 мм; A = 1 :15; s' = 5932 мм)

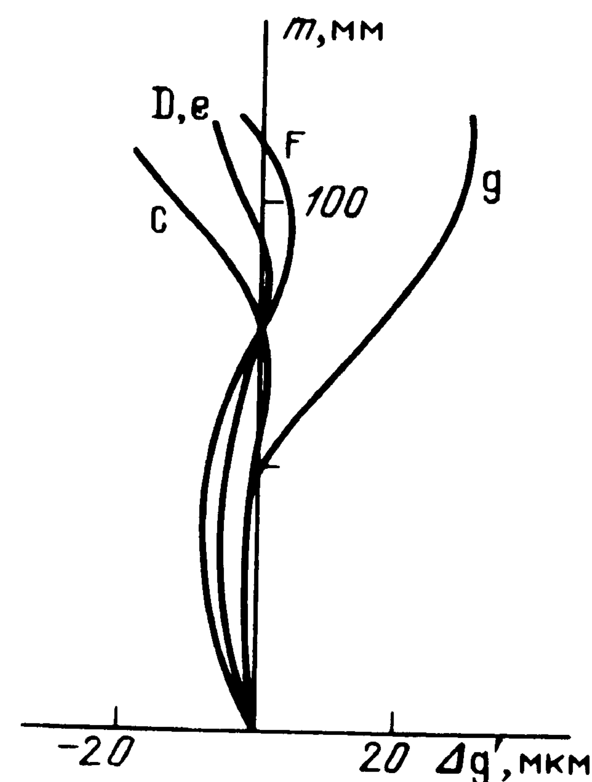
r	d	n	r	d	n
1460,0		1,0	−647,920		
−684,094	70,0	1,5222 (ОК1)		20,0	1,51 (К3)
	20,2292	1,0	2558,0		1,0

Т а б л и ц а 4.3

Аберрации объектива, параметры которого даны в табл. 4.2
(все значения в мм)

m	λ = 3650,1 Å		λ = 4046,6 Å		λ = 4358,3 Å	
	Δg'	f'	Δg'	f'	Δg'	f'
0,0	0,0	6208,8	0,0	6207,2	0,0	6205,4
101,0	−0,012	6210,6	−0,009	6208,6	−0,021	6206,6
151,0	0,031	6212,7	0,029	6210,5	0,008	6208,2
201,0	0,018	6213,2	−0,024	6211,1	−0,002	6208,9

m	λ = 4861,3 Å		λ = 5893 Å		λ = 6562,8 Å	
	Δg'	f'	Δg'	f'	Δg'	f'
0,0	0,0	6204,2	0,0	6202,9	0,0	6200,0
101,0	−0,019	6205,1	−0,014	6203,4	−0,049	6200,3
151,0	0,005	6206,5	0,006	6204,5	−0,050	6201,2
201,0	−0,004	6207,2	−0,002	6205,1	−0,079	6201,7



Р и с. 4.2. Графики сферической аберрации для различных длин волн света для апохромата из стекол ОК1 и ОФ6 (A = 1 : 10)

тива. Из табл. 4.3 следует, что в области от 3650 до 5893 Å диаметр пятна рассеяния порядка 0,06 мм, и только при расширении спектрального интервала до λ = 6562,8 Å диаметр пятна возрастает до 0,12 мм. Отступление от условия изопланатизма не превышает 0,06% для всего спектрального интервала 3650 – 6562,8 Å. Расчет хода лучей широкого наклонного пучка показал, что кома исправлена безупречно, астигматизм и кривизна поля не сказываются при поле $2\omega = 1°$. Хроматизм увеличения составляет 0,044% для интервала C, F, т.е. весьма мал. Для сравнения приведем данные расчета типичного визуального объектива-ахромата из обычных стекол (К8 и Ф1). Конструктивные элементы объектива даны в табл. 4.4 (размеры в мм), результаты расчета хода лучей – в табл. 4.5; эти данные взяты из [42] с изменением диаметра до 400 мм.

Диаметр отверстия и фокусное расстояние этого объектива те же, что и у суперапохромата (табл. 4.2), но исправление аберраций для точки на оси несравненно хуже, что ясно из сопоставления чисел табл. 4.3 и 4.5. Действительно, только в интервале C, F их кружки рассеяния почти одинаковы; если же рассматривать интервал 3650–5893 Å, то преимущество суперапохромата становится очевидным – для ахромата диаметр пятна на оси составляет более 4 мм, а для суперапохромата, как указывалось выше, всего 0,06 мм, т.е. почти в 67 раз меньше. Этот объектив значительно превосходит и известные апохроматы Цейса [10]; апохромат Цейса также имеет плохое исправление хроматизма положения в сине-фиолетовой области спектра, хотя и лучшее, нежели обычный ахромат. Автором рассчитаны апохроматы из двух линз значительной светосилы (до A = 1 : 6) для видимой области спектра из стекол ОК1 и ОФ6 [49].

Приведем конструктивные элементы одного из подобных апохроматов, рассчитанного нами, с относительным отверстием 1 : 10 и хорошо исправленного для визуальной области спектра (табл. 4.6) (размеры в мм).

Графики аберраций даны на рис. 4.2. Очевидно, что объектив в диапазоне 4860 – 6563 Å имеет дифракционное качество; в лучах g заметна аберрация. Хроматизм увеличения и кома исправлены для $\omega = 1°$ путем расчетов хода лучей. Поле ограничено, как и в других тонких объективах, кривизной и астигматизмом.

Рассмотренные объективы из двух линз могут служить основой для разработки более сложных объективов, составленных из тонких компонентов (объектива Петцваля, апланатов, телеобъективов и др.).

Рассмотренные выше объективы с хорошо исправленными хроматическими аберрациями могут использоваться для наблюдений Солнца и солнечной короны, для планетных наблюдений и изучения двойных звезд и астрономических работ, где до настоящего времени применялись объективы-ахроматы, недостатки которых были детально изучены Д.Д. Максутовым [2]. Возможно применение этих объективов и для других областей науки и техники, а именно всюду, где сейчас используются ахроматические объективы, – в биноклях, стереотрубах, теодолитах и т.д.

Т а б л и ц а 4.4

Конструктивные элементы ахромата из двух линз (D = 400 мм; A = 1 : 15; s' = 6059,64 мм)

r	d	n	r	d	n
3686,85		1,0	−2128,6		
	65	1,5163 (К8)		52	1,6128 (Ф1)
−2108,43			−9209,02		
	2,6	1,0			1,0

Т а б л и ц а 4.5

Аберрации ахромата, параметры которого даны в табл. 4.4 (все значения в мм)

m	λ = 3650 Å		λ = 4046,6 Å		λ = 4340,5 Å	
	Δg'	f'	Δg'	f'	Δg'	f'
0,0	0,0	6180,7	0,0	6144,0	0,0	6130,8
100,0	0,965	6181,2	0,370	6144,3	0,154	6131,0
150,0	1,47	6182,1	0,572	6144,9	0,243	6131,4
200,0	2,01	6183,3	0,794	6145,7	0,347	6132,0

m	λ = 4861,3 Å		λ = 5893 Å		λ = 6562,8 Å	
	Δg'	f'	Δg'	f'	Δg'	f'
0,0	0,0	6120,4	0,0	6118,6	0,0	6121,8
100	−0,018	6120,6	−0,053	6118,6	0,0	6121,8
150	−0,019	6120,8	−0,077	6118,7	0,0	6121,8
200	−0,009	6121,2	−0,099	6118,8	0,0	6121,8

Т а б л и ц а 4.6

Конструктивные элементы апохромата из двух линз значительной светосилы (D = 200 мм; s' = 2000 мм; f' = 2036 мм; A = 1 : 10; $2\omega = 2°$)

r	d	n	r	d	n
1133,30		1,0			
	25,85	1,52220 (ОК1)		10,34	1,60172 (ОФ6)
−505,364			−3569,62		
	5,17	1,0			1,0
−510,528					

4.3. Тонкие суперапохроматы из трех линз; объективы для широкой области спектра

Замена двухлинзового объектива трехлинзовым позволяет упростить выбор стекол и даже отказаться от применения особых стекол (типа курцфлинт, лангкрон), что удешевляет и упрощает изготовление объектива. С другой стороны, появляется возможность расширить рабочую область спектра, например получить объективы, работающие в области 2000 – 4800 Å.

Потребуем, чтобы лучи четырех цветов пересекали ось в одной точке; для определенности пусть это будут лучи G′, F, e, C. Согласно Г.Г. Слюсареву [10] продольный вторичный спектр $\Delta s'_{eG'}$ при совмещении в одну точку лучей F, e, C определяется выражением

$$\Delta s'_{eG'} = -s'B/A, \tag{4.2}$$

где

$$A = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \nu_1 & \nu_2 & \nu_3 \\ P_1 & P_2 & P_3 \end{vmatrix}, \qquad B = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ P_1 & P_2 & P_3 \\ P'_1 & P'_2 & P'_3 \end{vmatrix}$$

и где для краткости принято $P = P_{eF}, P' = P_{eG'}$.

Из (4.2) ясно, что для того, чтобы $\Delta s'_{eG'} = 0$, требуется $B = 0$ при $A \neq 0$. Условие $B = 0$, как известно, требует, чтобы на графике, изображающем зависимость P от P' для данного каталога стекол, три точки (соответствующие трем маркам стекла) располагались на одной прямой. Условие $A \neq 0$, очевидно, требует, чтобы на диаграмме, изображающей зависимость P от ν, соответствующие три точки не лежали на прямой. Для отечественных стекол график P, P' представлен на рис. 4.3. Очевидно, что поскольку точки располагаются в пределах прямолинейной полосы, выбор стекол для условия $B = 0$ не представляет затруднений. Из найденных комбинаций стекол (для краткости назовем их триадами) следует отбросить те, которые расположены на прямой диаграммы P, ν и, следовательно, не удовлетворяют условию $A \neq 0$ [40, с. 625]. Как известно, условию $A \neq 0$ удовлетворяют стекла обычные ЛК1, ЛК3, ФК1, ФК14, СТК10, СТК12, ЛФ9, ЛФ12, Ф9, ТФ11, ТФ12, а также особые стекла марок ОФ, ОК и кристаллы (фтористый кальций, фтористый литий, фтористый барий и др.). Пользуясь диаграммой P, P' для отечественных стекол и флуорита, мы выбрали несколько сотен комбинаций стекол (триад), для которых затем на ЭВМ ЕС1020 с помощью специальной программы были вычислены значения фокусных расстояний f'_1, f'_2, f'_3 линз (при условии, что оптическая сила объектива равна единице) из условий строгой коррекции хроматизма положения для лучей F, e, C [50]. Вычислялись также сумма S абсолютных величин оптических сил линз $S = \sum_{i=1}^{3} \left| \frac{1}{f'_i} \right|$ и значения $\Delta s'$ продольной хроматической аберрации для лучей i, h, G′, A′, 8630 и 9508 Å (значения $\Delta s'$ для лучей F, e, C, очевидно, равны нулю). Наибольший практический интерес, очевидно, представляют те триады, для которых S минимально; некоторые из них

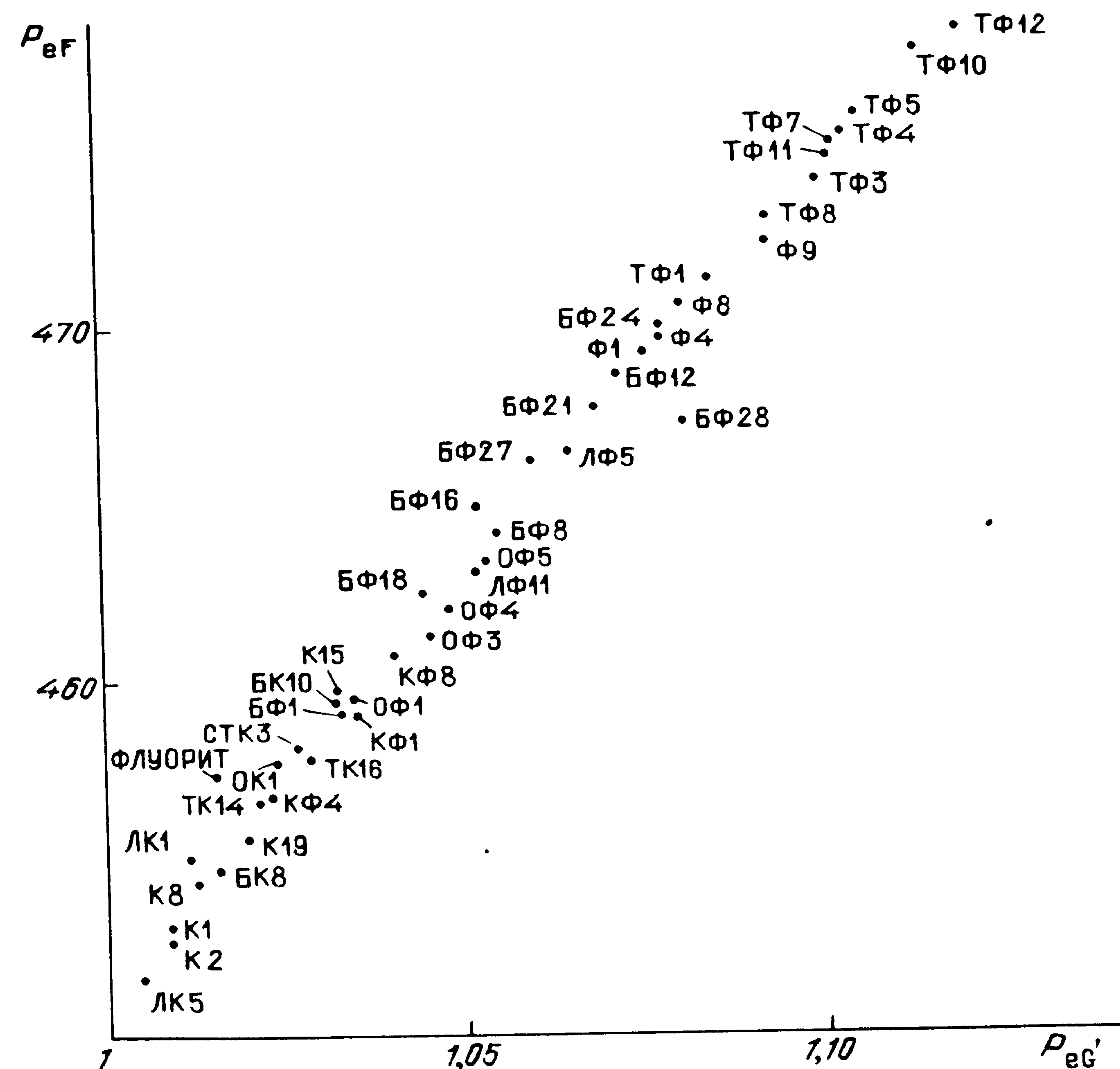


Рис. 4.3. Диаграмма, облегчающая выбор стекол для суперапохроматов из трех линз

даны в табл. 4.7 (ФЛ – флуорит). В этой таблице приведены марки стекол триады, фокусные расстояния линз (фокусное расстояние объектива принято равным 1 м) в метрах, значения продольной хроматической аберрации $\Delta s'$ для различных длин волн (в мм), сумма S, порядковый номер триады. Табл. 4.7 позволяет сделать следующие выводы:

1. Возможны многочисленные триады из обычных стекол (например, № 3 – 12), причем среди них имеются триады с достаточно малыми оптическими силами (№ 3) линз, т.е. малым S; к сожалению, обычно они исправлены в сравнительно узкой области спектра, поскольку хроматизм в ультрафиолетовой и инфракрасной областях у них значителен. Исключением является триада ЛК1 + Ф6 + ТФ3 (№ 6), удовлетворительно исправленная в области 3650 – 9508 Å.

2. Триады, содержащие обычные стекла в сочетании с лантановыми кронами (марок СТК8, СТК9, СТК12), имеют удовлетворительное исправление вторичного спектра в широкой (3650 – 9508 Å) области спектра. Примерами могут служить № 1, 12, 13 – 20. Среди них наилучшей является № 18, имеющая к тому же малые оптические силы линз ($S = 11{,}5$).

Т а б л и ц а 4.7

Вторичный спектр апохроматов из трех стекол (ФЛ–флуорит)

f'_1	f'_2	f'_3	$\Delta s'_i$	$\Delta s'_h$	$\Delta s'_G$	$\Delta s'_A$	$\Delta s'_{8630}$	$\Delta s'_{9508}$	S	Номер триады
ЛК3 0,418775	БК6 0,15660	СТК12 –0,12863	1,4	0,86	0,56	0,56	1,0	1,3	16,6	1
ЛК6 0,44274	БК6 0,12759	СТК12 –0,10993	1,2	–	0,55	0,54	1,0	1,27	19,19	2
ЛК1 0,35656	Ф2 –0,14251	Ф9 0,19184	–3,9	0,0	0,49	1,1	2,0	2,8	15,03	3
К8 18,32580	ЛФ8 0,09478	Ф6 –0,10738	–4,8	–0,34	0,23	1,5	3,0	4,4	19,6	4
ЛК1 15,621	ЛФ8 0,09813	Ф6 –0,10805	–4,8	–0,3	0,23	1,4	3,0	4,4	19,51	5
ЛК1 0,18936	Ф6 –0,10078	ТФ3 0,20710	–1,5	0,1	0,5	0,45	1,1	1,2	19,2	6
ЛК1 0,13738	БФ25 –0,10699	ТФ11 0,32605	–8,2	–1,6	0,2	1,2	2,2	3,0	19,7	7
ЛК1 0.12178	БФ25 –0.10718	ТФ10 0,47214	–4,9	–1,8	0,4	0,6	1,3	1,8	19,7	8
ЛК3 18,724	ЛФ8 0,09771	Ф6 –0,10767	–4,8	–0,34	0,23	1,4	2,0	4,4	19,6	9
ЛК4 21.403	ЛФ8 0.09722	Ф6 –0,10715	–4,8	–0,34	0,23	1,4	3,0	4,4	19,7	10
ЛК6 20,667	ЛФ8 0,09736	Ф6 –0.10730	–4,8	–0.34	0.23	1,4	3,0	4,4	19,6	11
ЛК7 20,539	ЛФ8 0,09735	Ф6 –0,10728	–4,8	–0,34	0,23	1,4	3,0	4,4	19,6	12
ЛК1 0,13598	СТК8 –0,12066	ТФ2 0,51717	–1,3	0,2	0,9	0,5	1,1	2,1	17,58	13
ЛК1 0,13095	СТК8 –0,10598	БФ28 –0,35729	–1,9	0,0	0,9	0,4	1.0	1,9	19,87	14
ЛК1 0,13032	СТК8 –0,11652	ТФ8 0,52392	–1,7	0,0	0,9	0,5	1,1	2,1	18,16	15
ЛК1 0,14114	СТК8 –0,14074	ТФ10 0,98059	–2,4	–0,1	0,8	0,4	1,0	1,9	15,21	16
ЛК1 0,18794	СТК9 –0,19627	ТФ2 1,2918	–1,2	–0,2	0,5	–0,1	0,4	0,7	11,19	17
ЛК1 0,23771	СТК9 –0,19072	БФ16 0,49109	0,4	0,3	0,6	0,0	0,5	0,8	11,5	18
ЛК3 0,23011	СТК9 –0,14565	БФ16 0,28409	–0,9	–0,1	0,3	0,3	1,1	2,2	14,7	19
ФК1 0,22553	СТК9 –0,13836	БФ16 0,26361	–1,7	–0,4	0,2	0,2	1,0	1,9	15,5	20
ЛК1 0.25171	ОФ3 –0,27183	ТФ5 1,4165	0,7	0,4	0.5	–0,1	–0,2	–0,7	8,36	21
ЛК1 0,25260	ОФ3 –0,28340	ТФ10 1,7554	0,4	0,4	0,5	–0,1	–0,2	–0,6	8,1	22
ЛК1 0,26981	ОФ3 –0,28327	ТФ11 1,2138	–0,5	0,2	0,4	0,0	–0.0	–0,3	8,1	23
ЛК3 0,23077	ОФ3 –0,20118	ТФ2 0,61070	–0,5	0,0	0,1	0,0	0,2	0,1	10,9	24
ЛК3 0,23501	ОФ3 –0,19405	ТФ1 0,52681	–0,3	0,0	0,1	0,0	0.0	–0,1	11,3	25
ЛК3 0,22127	ОФ3 –0,19474	ТФ8 0,61898	–0,7	–0,1	0,0	0,0	0,1	0,0	11,3	26

f'_1	f'_2	f'_3	$\Delta s'_i$	$\Delta s'_h$	$\Delta s'_G$	$\Delta s'_A$	$\Delta s'_{8630}$	$\Delta s'_{9508}$	S	Номер триады
ЛК3 0,24088	ОФ3 –0,18734	БФ28 0,45734	–0,6	0,0	0,1	–0,2	–0,2	0,4	11,7	27
ЛК7 0,18231	ОФ3 –0,13774	ТФ1 0,36039	–0,6	0,1	0,2	0,1	0,4	–0,1	15,5	28
ЛК7 0,16673	ОФ3 –0,13460	ТФ8 0,41129	–1,4	0,0	0,1	0,2	0,6	0,0	15,9	29
ЛК7 0,18897	ОФ3 –0,13418	БФ28 0,31638	–1,0	0,1	0,1	–0,1	0,2	–0,6	15,9	30
ФК14 0,23228	ОФ3 –0,23409	ТФ11 1,0344	–	0,0	0,1	0,0	–0,1	–0,6	9,5	31
К8 0,17424	ОФ3 –0,15784	ТФ3 0,62638	–0.6	–0,1	0,1	0,1	0,2	0,0	13,7	32
К8 0,17281	ОФ3 –0,16106	ТФ4 0,70313	–0,5	–0,1	0,1	0,0	0,2	0,1	13,4	33
К19 0,17676	ОФ3 –0,15843	ТФ2 0,6044	0,0	0,0	0,0	–0,2	–0,6	–1,3	13,6	34
К19 0,18004	ОФ3 –0,15451	ТФ1 0,52147	0,2	0,0	0,0	–0,3	–0,7	–1,5	13,9	35
К19 0,18458	ОФ3 –0,15092	БФ28 0,45281	–0,1	0,0	0,0	–0,4	–0,9	–0,8	14,2	36
БК4 0,19947	ОФ3 –0,20422	ТФ11 1,1320	0.3	0,4	0,3	0,0	–0,1	–0,6	10,8	37
ФК1 0,23682	ОФ4 –0,20310	ТФ 0,58787	–0,1	0,2	0,2	0,4	0,4	0,4	10,6	38
ФК1 0,22656	ОФ4 –0,19624	ТФ8 0,59461	–0,4	0,1	0,1	0,3	0,3	0,4	11,2	39
ФК1 0.22104	ОФ4 –0,206	ТФ7 0,75174	–1,2	–0,1	0,1	0,3	0,4	0,4	10.7	40
ФК1 0,24935	ОФ4 –0,18981	БФ28 0.44288	0,0	0,2	0,2	0,2	0,1	0,0	11,5	41
ЛК1 0,28104	ОФ4 –0,29675	ТФ11 1,23210	0,3	0,5	0,6	0,3	0,3	0,2	7,7	42
ЛК3 0.22920	ОФ4 –0,21886	ТФ4 0,82918	–0,3	0,2	0,2	0,4	0,6	0,8	10,14	43
ЛК4 0,17701	ОФ4 –0,12916	ТФ1 0,32303	–0,8	0.0	0,2	0,4	0,3	0,4	16,5	44
ЛК4 0,18540	ОФ4 –0.12674	БФ28 0.28601	–1,1	0,1	0,2	0,3	0,1	–0,1	16,8	45
ЛК7 0,18084	ОФ4 –0,14666	ТФ8 0,43697	0,3	0,6	0,4	0,8	1,2	1,0	14,6	46
ЛК5 0,17955	ОФ4 –0.13040	ТФ1 0,32266	–0,3	0,1	0,2	0,7	1,0	1,2	16,3	47
К2 0.18684	ОФ4 –0,15520	ТФ8 0,47829	–0,1	0,0	0,1	0,4	0,3	0,3	13,9	48
К8 0,18523	ОФ4 –0.18405	ТФ10 0,96659	0,2	0,4	0,4	0,6	0,8	1,0	11,9	49
К19 0,17837	ОФ4 –0,18097	ТФ10 1,0875	–0,1	0,2	0,2	0,3	0,0	–0,3	12,1	50
К19 0,19881	ОФ4 –0.18845	ТФ11 0,78337	–1,4	–0,1	0,2	0,5	0,4	0.2	11,6	51
КФ5 0,16903	ОФ4 –0,15991	ТФ5 0,74790	–1,9	–0,3	0,0	0,43	0,3	0,4	13,5	52
КФ5 0,17372	ОФ4 –0.15197	ТФ8 0,54827	–0,9	0,0	0,1	0,3	0.1	0.2	14.16	53
КФ5 0,19268	ОФ4 –0,15106	БФ28 0,41162	–0,5	0,2	0,2	0,2	–0,1	–0,2	14,2	54

f'_1	f'_2	f'_3	$\Delta s'_i$	$\Delta s'_h$	$\Delta s'_{G'}$	$\Delta s'_{A'}$	$\Delta s'_{8630}$	$\Delta s'_{9508}$	S	Номер триады
ЛК6	ОФ4	Ф7								
0,21504	–0,13995	0,28610	–0,4	0,0	0,1	0,2	0,0	0,0	15,3	55
ФЛ	БК4	К3								
0,37528	–0,43687	1,60179	–1,4	0,4	0,1	–	–	–1,1	5,6	56
ФЛ	СТК7	ТБФ3								
0,39367	–0,52560	2,7592	–9,8	0,3	0,1	–	–	–0,8	4,8	57
ФЛ	БФ18	БФ26								
0,39077	–0,46667	1,7129	–1,1	0,4	0,2	–	–	–1,1	5,3	58
ФЛ	БФ19	БФ28								
0,37593	–0,45765	1,9048	–1,9	0,2	0,1	–	–	–1,1	5,4	59
ФЛ	БФ18	ТФ5								
0,39771	–0,58352	5,0157	–1,2	0,4	0,1	–	–	–1,0	4,4	60
ФЛ	Ф9	БФ6								
0,40502	2,3052	–0,52554	–1,7	0,3	0,1	–	–	–0,7	4,8	61
ФЛ	ТК8	ЛФ11								
0,38947	–0,49617	2,2327	–1,5	0,4	0,2	–	–	–0,7	5,03	62
ФЛ	БК4	ОФ4								
0,40160	–0,79918	–4,1877	–0,9	0,5	0,2	–	–	–1,1	4,0	63
ФЛ	К15	ТК20								
0,39854	1,7125	–0,47776	–1,0	0,5	0,2	–	–	–0,8	5,2	64
ФЛ	ТК20	ОФ3								
0,38716	–0,57651	6,5947	–1,1	0,5	0,2	–	–	0,8	4,5	65
ФЛ	БК9	КФ8								
0,37841	–0,34391	0,79044	–1,6	0,4	0,1	–	–	–0,7	6,8	66
ФЛ	БК10	СТК9								
0,58003	0,54415	–0,39035	–0,3	0,4	0,3	–	–	–0,4	6,1	67
ФЛ	СТК9	ОФ1								
0,51373	–0,26783	0,35878	–1,3	0,2	0,3	–	–	0,4	8,5	68
ФЛ	СТК3	БК12								
0,39421	–0,90138	–2,3403	–1,1	0,4	0,2	–	–	–1,0	4,1	69
ФЛ	БК12	ТК16								
0,38674	–0,44686	1,5335	–1,0	0,5	0,2	–	–	–1,1	5,48	70
ФЛ	БК4	К8								
0,37549	–0,45852	1,93162	–1,3	0,4	0,1	–	–	–1,1	5,4	71
К8	ОФ3	БФ8								
0,45629	–0,13120	0,15552	–0,3	0,5	0,3	0,8	–	2,9	16,2	72
ТФ8	ОФ3	ФК1								
0,57184	–0,18396	0,21334	–1,7	–0,4	–0,1	–0,1	–0,2	–0,4	11,9	73
БФ28	ОФ3	ФК1								
0,42534	–0,17769	0,23382	–1,4	–0,3	–0,1	–0,3	–0,4	–0,9	12,3	74
БФ16	ОФ3	ФК1								
0,27724	–0,21335	0,48076	3,0	1,2	0,6	0,0	0,0	–0,4	10,4	75
ТФ2	ОФ3	ЛК1								
0,99382	–0,26082	0,26124	1,2	0,6	0,6	–0,1	–0,3	–0,7	8,7	76
ТФ1	ОФ3	ЛК1								
0,85142	–0,25264	0,26419	1,3	0,6	0,5	–0,2	–0,3	–0,8	9,0	77
БФ28	ОФ3	ЛК1								
0,73219	–0,2443	0,26827	1,1	0,6	0,5	–0,2	–0,4	–1,0	9,2	78

3. Как и следовало ожидать, триады, содержащие курцфлинт либо флуорит, могут иметь меньшие оптические силы линз, нежели триады из обычных стекол.

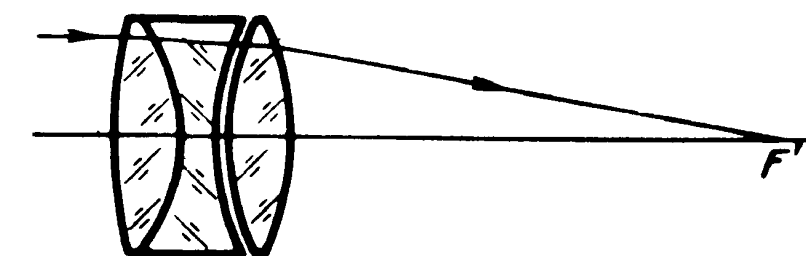


Рис. 4.4. Оптическая схема суперапохромата из обычных стекол (ЛК1, Ф2, Ф9) (A = 1 : 15, D = 300 мм)

4. Наименьший хроматизм в фиолетовой и ультрафиолетовой областях имеют триады, содержащие курцфлинты ОФ3, ОФ4, ОФ5, например, № 24.

5. Триады, содержащие флуорит, могут иметь хорошее исправление вторичного спектра в широкой области (3650 – 9508 Å) при очень малых оптических силах линз; примером может служить № 69.

Исследование показало также, что триады, содержащие стекло ОФ2, непрактичны, так как имеют значительный вторичный спектр в фиолетовой и красной областях; в табл. 4.7 они не включены.

Заметим, что в большинстве случаев объективы состоят из двух положительных и одной отрицательной линз; в редких случаях объектив состоит из одной положительной и двух отрицательных линз. Заметим, что в работе [51], посвященной суперапохроматам, было показано, что из стекол, выпускаемых предприятием Цейса (ГДР), также могут быть рассчитаны суперапохроматы. Вопрос о выборе стекол для апохроматов из трех линз рассматривался Б.Л. Нефедовым, рассчитавшим также ряд объективов-апохроматов [54, 55].

Приведем пример расчета суперапохромата из трех линз из обычных стекол – дешевых, доступных, химически устойчивых, удобных в обработке. Из табл. 4.7 была выбрана триада № 3 ЛК1 + Ф2 + Ф9, имеющая сравнительно малые оптические силы линз ($S \approx 15$). Расчет выполнялся с помощью оптимизирующей программы на ЭВМ ЕС1033. Первые линзы (из ЛК1 и Ф2) склеены, последняя линза отделена менискообразной воздушной прослойкой с целью исправления сферохроматической аберрации (рис. 4.4). Фокусное расстояние объектива принято равным 4,5 м при диаметре 300 мм. Результаты расчета даны в табл. 4.8; размеры в мм [56]. Графики аберра-

Таблица 4.8

Конструктивные элементы апохромата из обычных стекол (ЛК1, Ф2, Ф9)
(s' = 4561; A = 1 : 15; 2ω = 1,5°; D = 300)

r	d	n
51530,9		1,0
	33,714	1,4396 (ЛК1)
–679,785		
	15,593	1,6164 (Ф2)
764,503		
	5,030	1,0
757,548		
	40,737	1,6137 (Ф9)
–1336,86		1,0

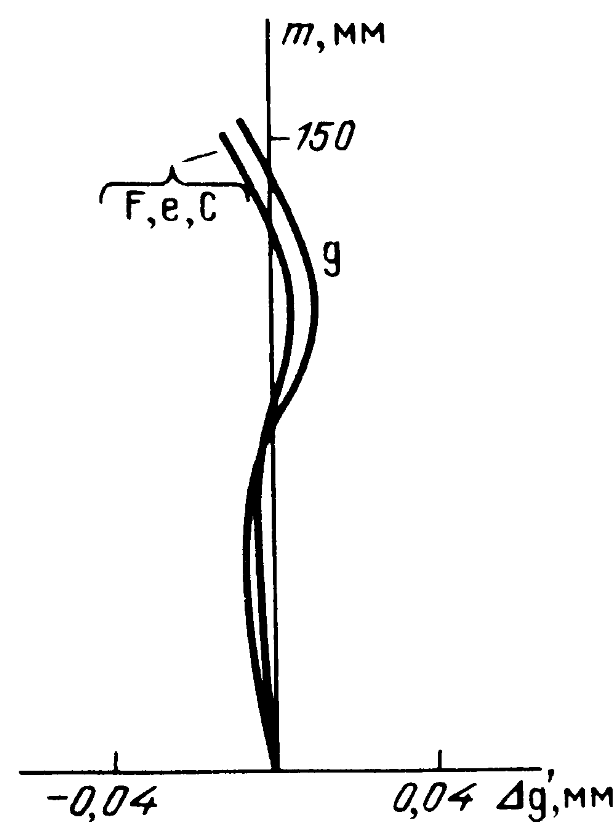


Рис. 4.5. Графики аберраций для суперапохромата из обычных стекол (рис. 4.4)

ций даны на рис. 4.5. Очевидно, что сферохроматическая аберрация исправлена безупречно, поскольку кривые поперечной сферической аберрации для лучей F, e, C практически совпадают; объектив дает дифракционное изображение в области g – C, т.е. практически во всем видимом диапазоне спектра. Кома исправлена безупречно для $\omega = 0{,}01$ рад. Исследование показало, что при фокусном расстоянии порядка 1 м можно получить, соответственно перерассчитав объектив, относительное отверстие 1 : 11.

Расчеты показали, что применение триад, содержащих курцфлинт (например, ОФ4), позволяет получить суперапохромат, работающий в более широкой области спектра (h – A′) [56].

4.4. Суперапохроматы для ультрафиолетовой области спектра

Для целей современной космической оптики требуются объективы-суперапохроматы, работающие в широкой ультрафиолетовой области спектра, например, 2000 – 4000 Å. Принципиальная возможность расчета подобных объектов из трех линз, содержащих кристаллы, была установлена еще в 1932 г. [57]; для них были найдены кривые вторичного спектра. Однако аберрационные расчеты конкретных объективов тогда не были выполнены, поэтому мы рассчитали ряд вариантов объектива для широкой области спектра (2000 – 4800 Å), используя триаду "кварцевое стекло + хлористый калий (сильвин) + флуорит". Наша промышленность освоила производство этих кристаллов, не говоря уже о кварцевом стекле. Наименее стойкий кристалл (хлористый калий) поместим между кварцем и флуоритом, герметизировав систему. Наиболее твердый материал – кварц – располо-

Таблица 4.9

Конструктивные элементы апохромата для ультрафиолетовой области спектра
($s' = 997$; $A = 1:13{,}5$; $2\omega = 1{,}5°$; $f' = 1000$)

r	d	Среда
		Воздух
824,360		
	2,29	Кварцевое стекло
112,464		
	1,91	Воздух
113,164		
	5,73	KCl (сильвин)
117,419		
	22,9	CaF_2 (флуорит)
–673,194		
		Воздух

жим впереди, со стороны пространства предметов. Между кварцевой линзой и линзой из хлористого калия оставим менискообразную воздушную прослойку. При расчете особое внимание уделено исправлению осевых аберраций для широкой области спектра, а также хроматизма увеличения и комы для $\omega = 0{,}01$ рад.

В результате оптимизации с помощью ЭВМ был получен объектив, конструктивные элементы которого даны в табл. 4.9 (размеры в мм). Графики аберраций представлены на рис. 4.6. Очевидно, на оси изображение дифракционное в далеком ультрафиолете; в ближнем ультрафиолете

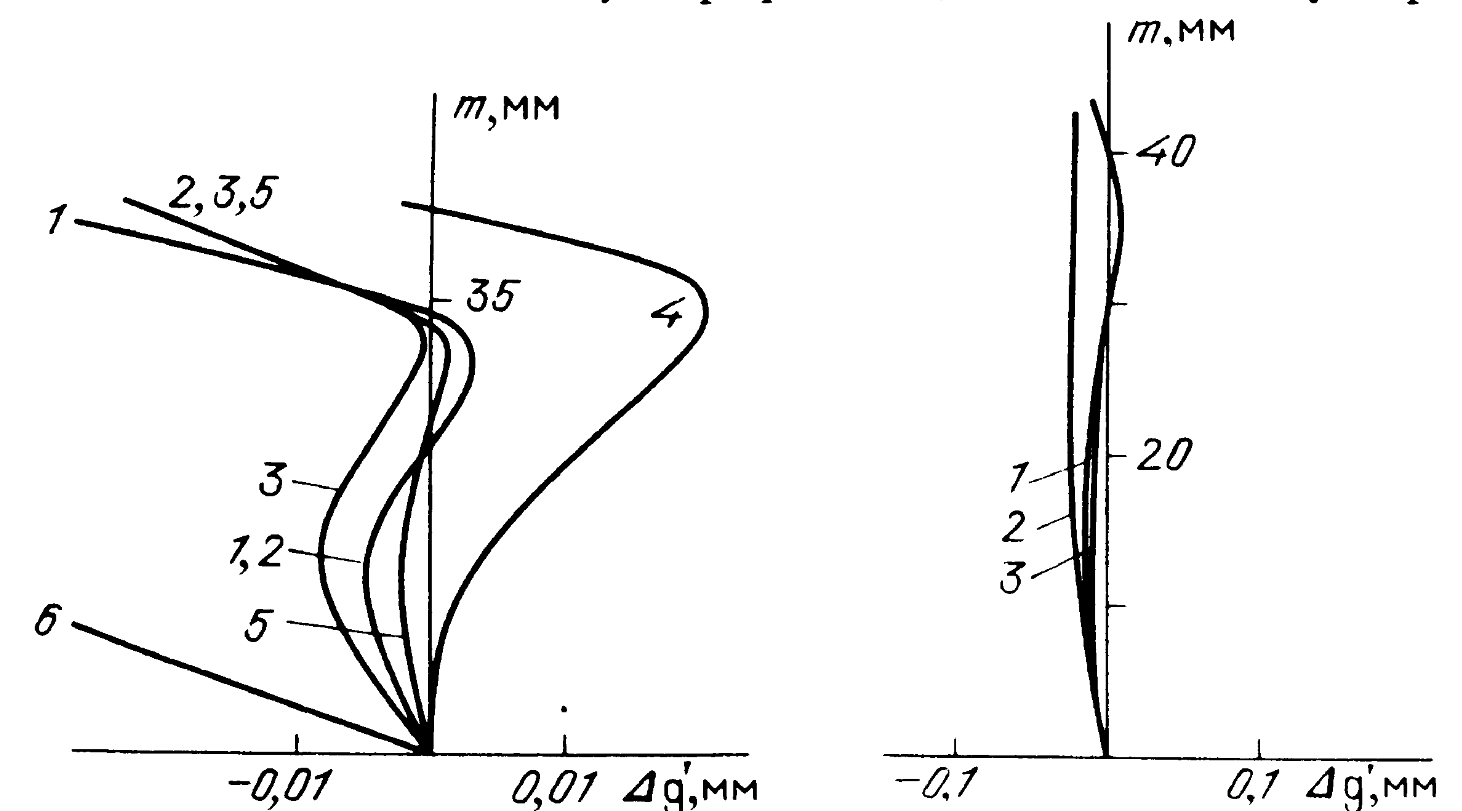


Рис. 4.6. Графики сферической аберрации для суперапохромата, содержащего линзы из кварцевого стекла, сильвина и флюорита, предназначенного для работы в ультрафиолетовой области спектра (2200 – 4800 Å) (*1* – 2200 Å, *2* – 2300 Å, *3* – 2600 Å, *4* – 3500 Å, *5* – 4800 Å, *6* – 6500 Å)

Рис. 4.7. Двухлинзовый объектив, содержащий линзы из кварцевого стекла и флюорита для широкой области спектра (2500 – 6000 Å) (*1* – 2536 Å, *2* – 3650 Å, *3* – 5890 Å)

имеется остаточная сферическая аберрация, не выходящая, впрочем, из допустимых пределов. Быстрое увеличение сферической аберрации наблюдается в видимой области. Хроматизм увеличения для $\omega = 0{,}01$ рад не превышает 5 мкм во всем диапазоне (2000 – 4300 Å). Кома исправлена для $\omega = 0{,}01$ рад, а аберрация фокусов не превосходит 0,16%.

Таким образом, получен очень хорошо исправленный суперапохромат. Этот объектив имеет большое значение для приборов, устанавливаемых на стратостатах и космических аппаратах, предназначенных для изучения объектов в ультрафиолетовой области спектра.

Заметим, что если упростить описанный объектив, исключив вторую линзу из сильвина, то после оптимизации получим ахромат (первая линза из плавленного кварца, вторая из флуорита). Подобные объективы могут работать в довольно широкой области спектра (от 2500 до 6500 Å), т.е. от ближней ультрафиолетовой до видимой области включительно. Для исправления сферохроматической аберрации приходится вводить довольно большой промежуток между линзами.

Относительное отверстие объективов достигает 1:12 при фокусном расстоянии 1 м. Приведем параметры одного из объективов, рассчитанных нами на ЭВМ (табл. 4.10). Графики аберраций даны на рис. 4.7.

Таблица 4.10

Конструктивные элементы ахромата для ближней ультрафиолетовой и видимой области спектра
(D = 80 мм; A = 1 : 12; s' = 996 мм)

r, мм	d, мм	n
		1,0
932,86	10,0	1,4786 (кварц)
132,0		
	9,81	1,0
138.07		
	15,0	1,4477 (флуорит)
-572,75		1,0

Полезное поле зрения $2\omega = 1{,}5°$. Хроматизм увеличения является основной аберрацией, ограничивающей поле зрения; для $\omega = 45'$ он составляет 0,04 мм и растет пропорционально углу поля. В центре поля заметен вторичный спектр, но его величина того же порядка, что и для эквивалентного ахромата из обычных стекол, исправленного для лучей F, C.

Более сложные объективы из кварца и флуорита могут иметь большее поле зрения (анастигматы "Уфар"); они описаны у Д.С. Волосова [40], их фокусное расстояние 50 – 100 мм, а рабочая область спектра 2300 – 4100 Å.

Заметим, что любой тонкий объектив с положительной оптической силой можно преобразовать в объектив с отрицательной оптической силой, используя свойства псевдоэквивалентных систем [58]. При этом аберрации сохраняют абсолютную величину, но меняют знак.

Глава 5

СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ ЗЕРКАЛ С НЕИСПРАВЛЕННОЙ КОМОЙ И ИСПРАВЛЕННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИЕЙ

5.1. О методике расчета зеркальных систем

Возьмем систему из двух зеркал, причем рассмотрим только наиболее важный для астрооптики случай, когда предмет находится на бесконечности. Лучи света параллельными пучками падают на первое зеркало, именуемое главным, отражаясь затем на второе зеркало, которое обычно называют вторичным зеркалом [2]. Различают предфокальные и зафокальные системы из двух зеркал: у предфокальной системы лучи света, отраженные от главного зеркала и идущие к вторичному зеркалу, не пересекают оптическую ось системы, а у зафокальной системы – пересекают ее. Если вторичное зеркало уменьшает сходимость пучка, отраженного от главного зеркала, то система называется удлиняющей; в противном случае система является укорачивающей. Возможны также и афокальные системы, так называемые системы Мерсена, имеющие изображение на бесконечности; они изучены в [2]; мы их рассматривать не будем.

Впервые предфокальные системы изучил известный немецкий ученый К. Шварцшильд [25], а затем французский оптик А. Кретьен [59]. Как зафокальные, так и предфокальные системы детально описаны в работе Д.Д. Максутова [60]. Аналогичное исследование было значительно позже выполнено Э. Линфутом [6]. Отметим, что перечисленные исследования нельзя считать исчерпывающими, так как они основываются на аберрациях третьего порядка.

Зеркальные оптические системы широко используются как в наземных телескопах, так и в приборах, применяемых на баллонах, ракетах и ИСЗ, поэтому их изучение представляет большой интерес [61]. Сейчас построено несколько зеркальных телескопов с диаметром отвестия порядка $2 \div 6$ м; в СССР работает крупнейший в мире телескоп с диаметром главного зеркала 6 м. В США завершено изготовление космического телескопа (КТ) с диаметром главного зеркала 2,4 м. Обычно к упомянутым инструментам предъявляются высокие требования в отношении качества изображения при минимальных габаритах, а для космических приборов – и при минимальной массе; это приводит к необходимости использовать светосильное главное зеркало. Рентгеновские телескопы требуют систем с большими углами падения лучей на зеркала (свыше 80°); методы расчета подобных систем отличаются от традиционных.

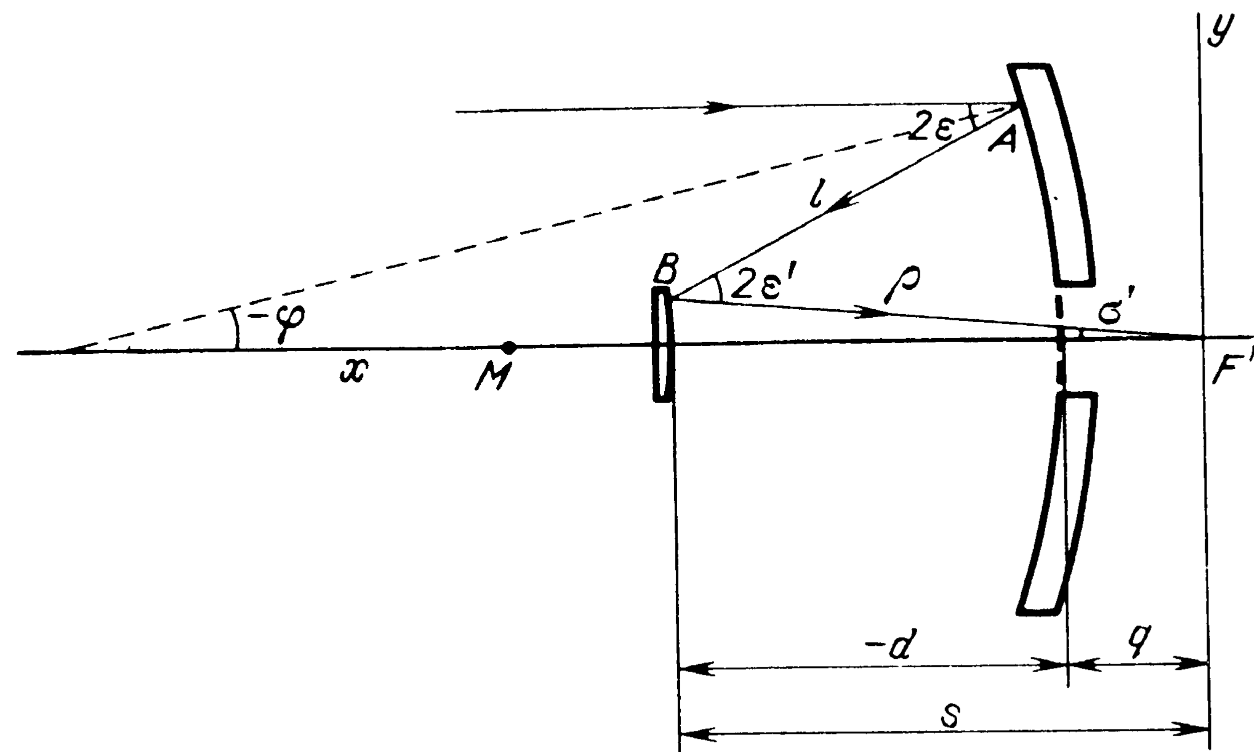
Здесь не будет излагаться обычная методика расчета оптических систем, основанная на теории аберраций третьего порядка с последующим уточнением решения на основе анализа хода лучей, так как она освещена во многих работах [1, 6, 24]. Рассмотрим нашу более совершенную и общую методику, позволяющую рассчитать систему из двух зеркал с любой точностью и не требующую, как правило, сложной вычислительной техники. При этом возможен расчет систем с предельно высокой светосилой, систем с исправленной комой или требуемым значением комы, анастигматов и систем с большими углами падения лучей на зеркала [22].

5.2. Системы из двух зеркал с заданным отступлением от условия синусов

Известно, что в двухзеркальных системах с исправленной сферической аберрацией поле зрения ограничено в первую очередь комой; астигматизм играет второстепенную роль [6]. Поэтому отступление от условия синусов можно считать одной из характеристик системы. Обозначим эквивалентное фокусное расстояние системы f_0', расстояние между вершинами зеркал d и вынос фокуса за вершину главного зеркала q (рис. 5.1). В дальнейшем главным зеркалом будем называть первое по ходу луча зеркало; второе назовем вторичным зеркалом. Рассмотрим случай, когда предмет находится в бесконечности. Отступление от условия синусов запишем в виде

$$\frac{y}{\sin\sigma'} - f_0' = \psi(\sigma'), \tag{5.1}$$

где $\psi(\sigma')$ – заданная функция σ', σ' – последний угол системы, y – высота падения луча на главное зеркало. Поместим начало декартовой системы



Р и с. 5.1. Предфокальная система из двух зеркал кассегреновского типа; M – нейтральная точка

координат (x, y) и полюс полярной системы (ρ, σ') в фокусе F' системы; угол σ' отсчитывается от оси x по часовой стрелке для предфокальной системы и против часовой стрелки для зафокальной системы; границы изменения σ' – от 0° до 180°.

Заметим, что $q > 0$, если фокус F' находится справа от главного зеркала, и $q < 0$, если он расположен слева; $d < 0$ всегда (рис. 5.1). Примем $f'_0 = 1$; тогда из (5.1) получим

$$y = \sin\sigma' + \psi(\sigma')\sin\sigma'. \tag{5.2}$$

Принцип Ферма позволяет написать условие получения безаберрационного изображения на оси

$$x \mp l \mp \rho = \pm 2d, \tag{5.3}$$

где x – абсцисса точки пересечения A луча с главным зеркалом, $l = AB$, ρ – расстояние от точки пересечения луча со вторичным зеркалом до фокуса F' системы. Из рис. 5.1 следует, что

$$\sigma' = +2\epsilon' \mp 2\epsilon, \tag{5.4}$$

$$x = \pm\rho\cos\sigma' \mp l\cos 2\epsilon, \tag{5.5}$$

$$y = \pm\rho\sin\sigma' + l\sin 2\epsilon, \tag{5.6}$$

$$x_1 = \pm\rho\cos\sigma', \quad y_1 = \pm\rho\sin\sigma', \tag{5.7}$$

где ϵ и ϵ' – углы падения луча на главное и вторичное зеркала, x_1, y_1 – координаты точки пересечения B луча со вторичным зеркалом. Знак "+" относится к предфокальным системам, знак "–" зафокальным. Ось x направлена влево для предфокальных систем и вправо для зафокальных.

Из дифференциальной геометрии известно, что угол μ между касательной к кривой, заданной в полярных координатах, и направлением радиуса-вектора определяется выражением

$$\operatorname{tg}\mu = \rho\left(\frac{d\rho}{d\sigma'}\right)^{-1}. \tag{5.8}$$

Поэтому для точки пересечения луча со вторичным зеркалом можно написать

$$\operatorname{tg}\epsilon' = \frac{1}{\rho}\,\frac{d\rho}{d\sigma'}. \tag{5.9}$$

Выражения (5.2) – (5.9) образуют систему уравнений, определяющих конструктивные элементы системы. Из (5.2) – (5.6) можно исключить величины $x, y, l, \epsilon, \epsilon'$ и получить одно уравнение, связывающее $\rho, d, \psi, \sigma', \dfrac{d\rho}{d\sigma'}$. Из (5.2) и (5.6) находим

$$\sin\sigma' + \psi\sin\sigma' = \pm\rho\sin\sigma' + l\sin 2\epsilon. \tag{5.10}$$

Исключая x из (5.3) и (5.5), получим

$$\mp 2d = \pm\rho(1 - \cos\sigma') \pm l(1 + \cos 2\epsilon). \tag{5.11}$$

Выразим l из (5.10), подставим его в (5.11) и учтем условие (5.4); полученное уравнение решим относительно ϵ' и учтем (5.9):

$$\operatorname{tg}\epsilon' = \frac{\pm d \pm \rho - (1+\psi)\cos^2\dfrac{\sigma}{2}}{\pm d + (1+\psi)\sin^2\dfrac{\sigma}{2}}\operatorname{tg}\frac{\sigma'}{2} = \frac{1}{\rho}\,\frac{d\rho}{d\sigma'}. \tag{5.9a}$$

После замены переменной $\nu = \sin^2\dfrac{\sigma'}{2}$ получим

$$\frac{d\rho}{d\nu} = \frac{\rho[\pm d \pm \rho - (1+\psi)(1-\nu)]}{(1-\nu)[\pm d + (1+\psi)\nu]}. \tag{5.12}$$

Заметим, что условия теоремы существования (Коши [62]) единственного решения для дифференциального уравнения (5.12) в области $0 \leqslant \nu \leqslant 1$ не выполняются в точках, для которых и числитель, и знаменатель правой части одновременно равны нулю, например в точке $\nu = 1$ при $\rho = -d$. Обычно через эти точки проходит много интегральных кривых, т.е. это узловые точки. Это замечание справедливо и для других дифференциальных уравнений, рассматриваемых ниже. Уравнение (5.12) приводится к линейному подстановкой $z = 1/\rho$:

$$\frac{dz}{d\nu} + P(\nu)z = Q(\nu), \tag{5.13}$$

где

$$P(\nu) = \frac{\mp d + (1+\psi)(1-\nu)}{(\nu-1)[\pm d + (1+\psi)\nu]},$$

$$Q(\nu) = \frac{\pm 1}{(\nu-1)[\pm d + (1+\psi)\nu]}.$$

Очевидно, что $z_1 = \frac{-\nu}{d}$ является частным решением уравнения (5.12), поэтому можно найти и общее решение его в квадратурах по формуле, известной из теории дифференциальных уравнений [62],

$$\rho^{-1} = z = z_1 + a e^{-\int P d\nu}, \tag{5.14}$$

где a – постоянная, $e = 2{,}7182\ldots$ – число Эйлера. Интеграл $-\int P d\nu$ может быть выражен в элементарных функциях, если ψ – рациональная функция от ν. Например, в частном случае, когда $\psi = c_1 \sin^2 \sigma'$, где c_1 – постоянная (коэффициент комы), можно вычислить точные значения интеграла для заданных a, d, c_1 (это было выполнено автором). Это имеет смысл для систем, у которых $\nu > 0{,}5$ а также для систем с большими углами падения на зеркала. При малых значениях ν лучше использовать разложение z в ряд по степеням ν – этот ряд, как правило, быстро сходится,

$$z = \alpha_1 + \beta_1 \nu + \gamma_1 \nu^2 + \ldots = \frac{1}{\rho}, \tag{5.15}$$

где $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1, \ldots$ – постоянные.

Зная ρ, можно найти и декартовы координаты вторичного зеркала по формулам (5.7), записанным через параметр ν:

$$x_1 = \pm \rho(1 - 2\nu), \qquad y_1 = \pm 2\rho\sqrt{\nu(1-\nu)}. \tag{5.16}$$

Получим также выражение и для главного зеркала; из (5.2) находим

$$y = 2(1 + \psi)\sqrt{\nu(1-\nu)}. \tag{5.17}$$

При $\psi = c_1 \sin^2 \sigma'$ находим $y = 2[1 + 4c_1\nu(1-\nu)]\sqrt{\nu(1-\nu)}$. Из (5.10) и (5.11) получим

$$l = \frac{\nu(\nu - 1)[1 \mp \rho + \psi]^2 - (\rho\nu + d)^2}{d + \rho\nu}.$$

Подстановка l в (5.3) дает

$$\pm x = d + \rho(1 - \nu) - \frac{\nu(1-\nu)(1 \mp \rho + \psi)^2}{d + \rho\nu}. \tag{5.18}$$

Выражения (5.17) и (5.18) определяют через параметр ν меридиональное сечение главного зеркала. Если ρ получено из точного выражения (5.14), то (5.16) – (5.18) также дадут точные формулы для профилей зеркал системы, справедливые при любых значениях ν. Заметим, что при малых σ', ν можно также обычно разложить (5.17), (5.18) в степенные ряды по степеням ν, затем, исключая ν, получим для зеркал выражения вида $y^2 = 2rx + (e^2 - 1)x^2$, откуда находим формулы для радиусов кривизны зеркал при вершинах и эксцентриситетов зеркал (в первом приближении обычно зеркала можно считать коникоидами).

Находим радиусы кривизны при вершинах и квадраты эксцентриситетов зеркал (для случая, когда $\psi = c_1 \sin^2 \sigma'$), вводя f'_0:

$$r_1 = \frac{2f'_0 d}{f'_0 \mp s'}, \qquad r_2 = \frac{\pm 2s'd}{f'_0 \mp s' \pm d}, \tag{5.19}$$

$$e_1^2 = 1 \pm \frac{2d^2 s'(1 - 4c_1)}{(f'_0 \mp s')^3}, \tag{5.20}$$

$$e_2^2 = 1 \mp \frac{4d(f'_0 \mp s')}{(f'_0 \mp s' \pm d)^2} + \frac{2d^2 f'_0(1 - 4c_1)}{(f'_0 \mp s' \pm d)^3}. \tag{5.21}$$

Здесь r_1 и r_2 – радиусы кривизны при вершинах главного и вторичного зеркал, e_1 и e_2 – эксцентриситеты главного и вторичного зеркал, d и s' – см. рис. 5.1. В частном случае, когда $c_1 = 0$, получаем систему, свободную от комы, т.е. апланатическую. При $c_1 = 1/4$ главное зеркало имеет форму параболоида. Напомним, что d и s' представляют собой расстояние между вершинами зеркал и расстояние изображения от вторичного зеркала соответственно. По-прежнему верхний знак относится к предфокальным системам, нижний – к зафокальным.

Изложенная методика позволяет рассчитать самые различные системы из двух зеркал, включая системы весьма высокой светосилы и системы с большими углами падения лучей на зеркала (выражения (5.14), (5.16) – (5.18)); приближенные формулы (5.19) – (5.21) пригодны для расчета систем, имеющих небольшие углы падения лучей на зеркала.

5.3. Изучение точного решения для случая, когда $\psi = c_1 \sin^2 \sigma'$

Постоянная a в выражениях (5.14) и (5.15) в каждом конкретном случае может быть определена из условия

$$\rho(0) = s'.$$

Исследование показало, что a во всех случаях обратно пропорциональна s', т.е.

$$a \sim \frac{1}{s'}.$$

Решения (5.14) и (5.15) зависят от параметров d, c_1, определяющих функцию P; каждому конкретному значению d, c_1 соответствует свое общее решение; задавая конкретное значение постоянной s' (а тем самым и a), получаем частное решение, т.е. конкретную систему, принадлежащую к данному общему решению. Например, при $d = -0{,}1$ и $c_1 = 0$ для (5.14) и малых ν общим типом предфокальной системы обычно будет кассегреновский (общее решение), где главное зеркало является вогнутым, вторичное малое – выпуклым. Конкретные значения радиусов кривизны этих зеркал, их профили и положение изображения относительно вторичного зеркала получим, задавая конкретное значение постоянной s', например $s' = -d$ (частное решение).

Изучим особенности общего решения как функцию параметров d и c_1, для чего рассмотрим функцию $P(\nu)$ сначала для предфокальных систем; для зафокальных систем рассуждения аналогичны.

Нас интересуют в первую очередь те значения ν (или σ'), для которых $\operatorname{tg}\epsilon' = \infty$, т.е. $\epsilon' = 90^\circ$, поскольку именно эти точки для заданных d и c_1 являются естественными границами между ветвями профиля вторичного зеркала, а тем самым и границами между разновидностями получающихся систем. Естественно, чем больше этих точек, тем больше существует разновидностей таких систем. Из (5.9а) следует, что $\operatorname{tg}\epsilon' = \infty$, если знаменатель равен нулю, т.е.

$$d + \sin^2 \frac{\sigma'}{2} + 4c_1 \sin^4 \frac{\sigma'}{2} \cos^2 \frac{\sigma'}{2} = 0,$$

а числитель отличен от нуля.

Приняв $\nu = \sin^2 \dfrac{\sigma'}{2}$, находим

$$\nu^3 - \nu^2 - \frac{\nu}{4c_1} - \frac{d}{4c_1} = 0. \tag{5.22}$$

Возможны три случая:

1. Все корни кубического уравнения (5.22) действительны и различны.
2. Один корень действительный, два мнимых.
3. Два действительных различных корня, т.е., в сущности, три корня, из них два одинаковых.

Как известно [63], характер корней кубического уравнения зависит от его дискриминанта Δ; в нашем случае

$$\Delta = p_1^3 + q_1^3,$$

где

$$p_1 = -\frac{1}{12c_1} - \frac{1}{9},$$

$$q_1 = -\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{2}{27} + \frac{1}{12c_1} - \frac{d}{4c_1}\right).$$

В первом случае, когда корни (обозначим их α, β, γ) действительны и различны, $\Delta < 0$, и уравнение (5.22) можно представить в виде

$$(\nu - \alpha)(\nu - \beta)(\nu - \gamma) = 0.$$

Во втором случае, когда уравнение (5.22) имеет один действительный корень, $\Delta > 0$ и (5.22) может быть записано в виде

$$(\nu - \alpha)(\nu^2 + k_1\nu + l_1) = 0,$$

где k_1, l_1 – действительные числа. Наконец, в третьем случае ($\Delta = 0$) уравнение (5.22) имеет действительный кратный корень, например $\beta = \gamma$, и мнимый корень α, поэтому для (5.22) получим

$$(\nu - \alpha)(\nu - \beta)^2 = 0.$$

Таким образом, в любом случае имеется по крайней мере один действительный корень. Заметим, что действительный корень имеет физический смысл, т.е. соответствует особенности на вторичном зеркале при условиях,

что он положителен и не превышает единицы. Зависимость Δ от c_1 и d, а также значения корней уравнения (5.22) были вычислены на ЭВМ. Во избежании потери точности вычисления производились с 16 значащими цифрами.

Из расчетов следует, что

1. Всегда существует по крайней мере один действительный корень, имеющий физический смысл.
2. Возможны случаи, когда существуют три действительных ($\Delta < 0$) различных корня α, β, γ, удовлетворяющие условиям

$$0 \leqslant \alpha \leqslant 1, \quad 0 \leqslant \beta \leqslant 1, \quad 0 \leqslant \gamma \leqslant 1. \tag{5.23}$$

3. При положительных значениях c_1 также имеются три действительных различных корня (поскольку $\Delta < 0$), но только один из них удовлетворяет условию (5.23) и, следовательно, имеет физический смысл.

Для зафокальных систем условие $\operatorname{tg}\epsilon' = \infty$ приводит к кубическому уравнению

$$\nu^3 - \nu^2 - \frac{\nu}{4c_1} + \frac{d}{4c_1} = 0, \tag{5.24}$$

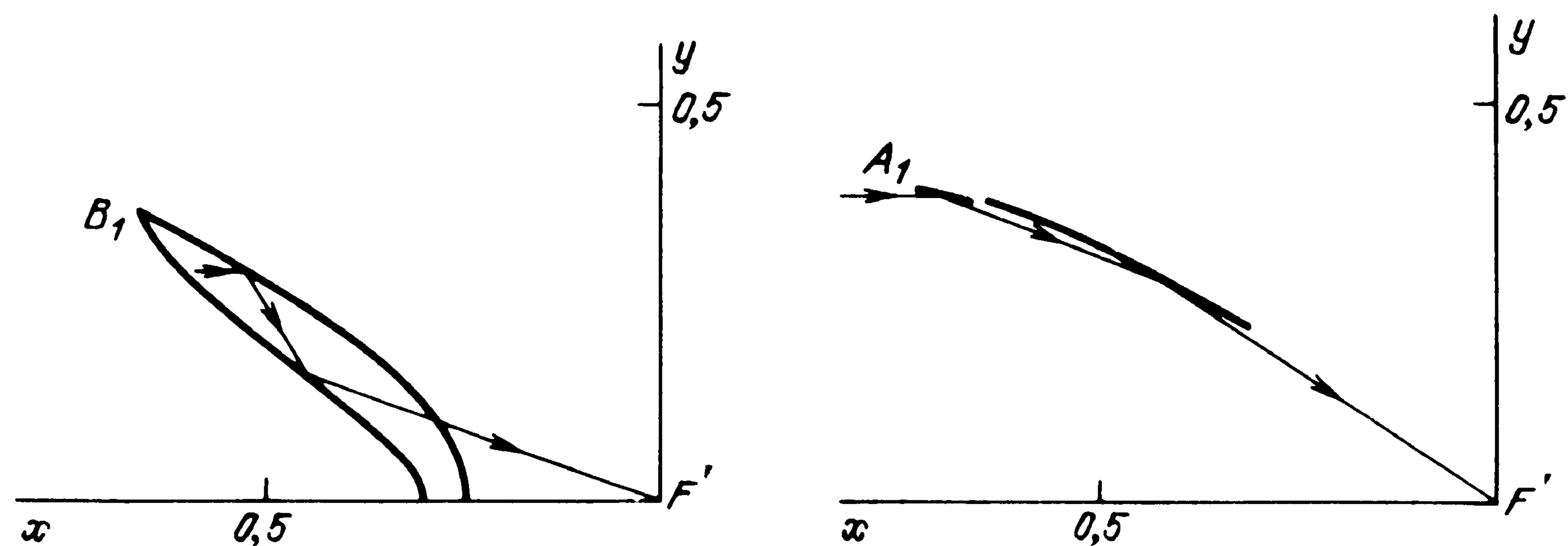
корни которого также были найдены при различных d и c_1.

Оказалось, что только при отрицательных значениях коэффициента комы c_1 возможны варианты, имеющие по два действительных различных корня, удовлетворяющие условию (5.23).

Таким образом, мы можем заключить, что вторичные зеркала зафокальных систем, вообще говоря, редко имеют точки, в которых $\operatorname{tg}\epsilon' = \infty$, в отличие от систем предфокальных, а потому число разновидностей зафокальных систем также должно быть меньше, нежели систем предфокальных, что подтверждается непосредственным расчетом координат точек профилей зеркал.

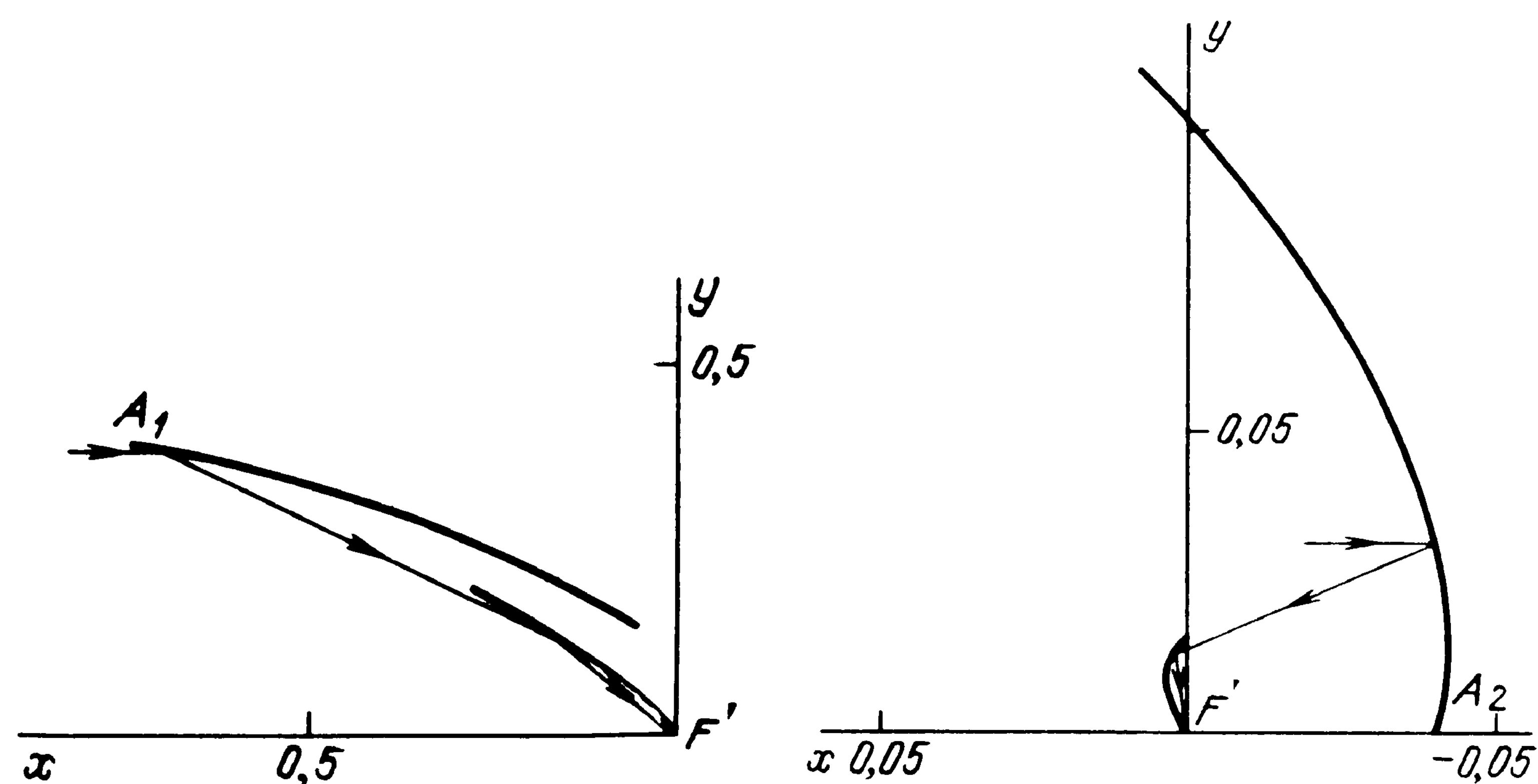
Заметим, что, зная значения корней уравнений (5.22) и (5.24), можно разложить $P(\nu)$ на простые дроби и точно проинтегрировать в элементарных функциях и, таким образом, найти точное решение дифференциального уравнения (5.13).

Автор проделал эти выкладки и получил весьма громоздкие выражения для профилей зеркал, а затем составил программы для их вычисления (их условные названия "Свет", "Спика"). При небольших значениях коэффициента c_1, т.е. при малой коме, системы имеют вид, напоминающий рассмотренные ниже апланатические системы; при c_1 порядка единицы и более могут появляться новые системы. Например, при $c_1 = -1$, $d = -0{,}05$, $s' = 0{,}3$ получается семь систем; из них только одна является известной (известные системы будем называть классическими, поскольку они были изучены более полувека назад Д.Д. Максутовым [60]); остальные системы являются новыми; они не имеют параксиальной области и не могут быть получены традиционными методами, т.е. применением теории аберрации третьего порядка с последующим уточнением полученного решения. С математической точки зрения эти новые системы получаются продолжением решения дифференциального уравнения на широкую область изменения параметра ν (в нашем случае $0 \leqslant \nu \leqslant 1$). Полученные системы изображены на



Р и с. 5.2. Аналог системы Кассегрена

Р и с. 5.3. Укорачивающая система с большими углами падения лучей на зеркала



Р и с. 5.4. Другой тип системы с большими углами падения лучей на зеркала

Р и с. 5.5. Новая система с необычной формой вторичного зеркала

рис. 5.2 – 5.8. Здесь и в дальнейшем будем изображать ту часть профиля главного зеркала, которая расположена над оптической осью, и соответствующий ей участок профиля вторичного зеркала.

В заключение заметим, что все эти системы рассчитывались на ЭВМ с числом значащих цифр, равным 16, а потому имеют безупречное исправление сферической аберрации; отступление от условия изопланазии ψ для них имеет вид (5.1):

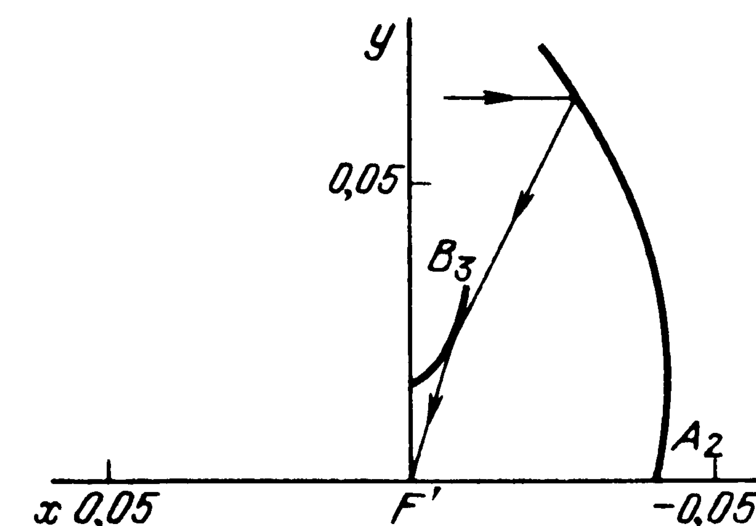
$$\psi = -\sin^2\sigma' = \frac{y}{\sin\sigma'} - 1.$$

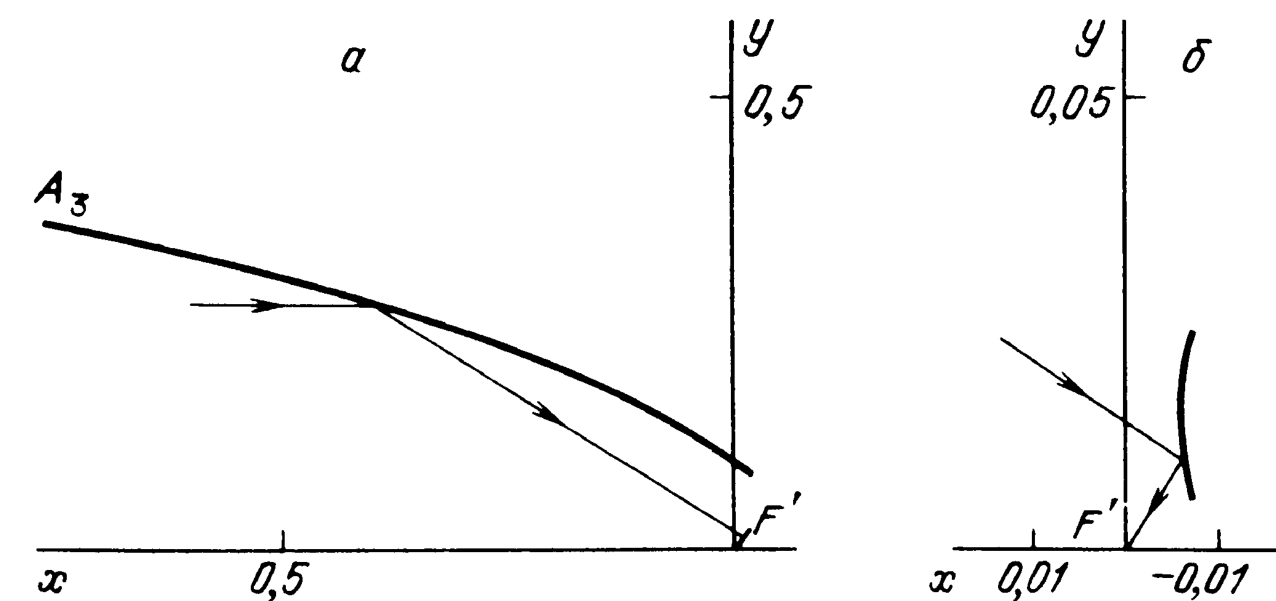
Практика показала, что при использовании точных решений получаются системы, которые можно разделить на четыре группы или класса:

1) к первой группе относятся хорошо изученные классические системы [2, 4, 60]; для них углы σ', ϵ, ϵ' малы и в частном случае могут обращаться в нуль;

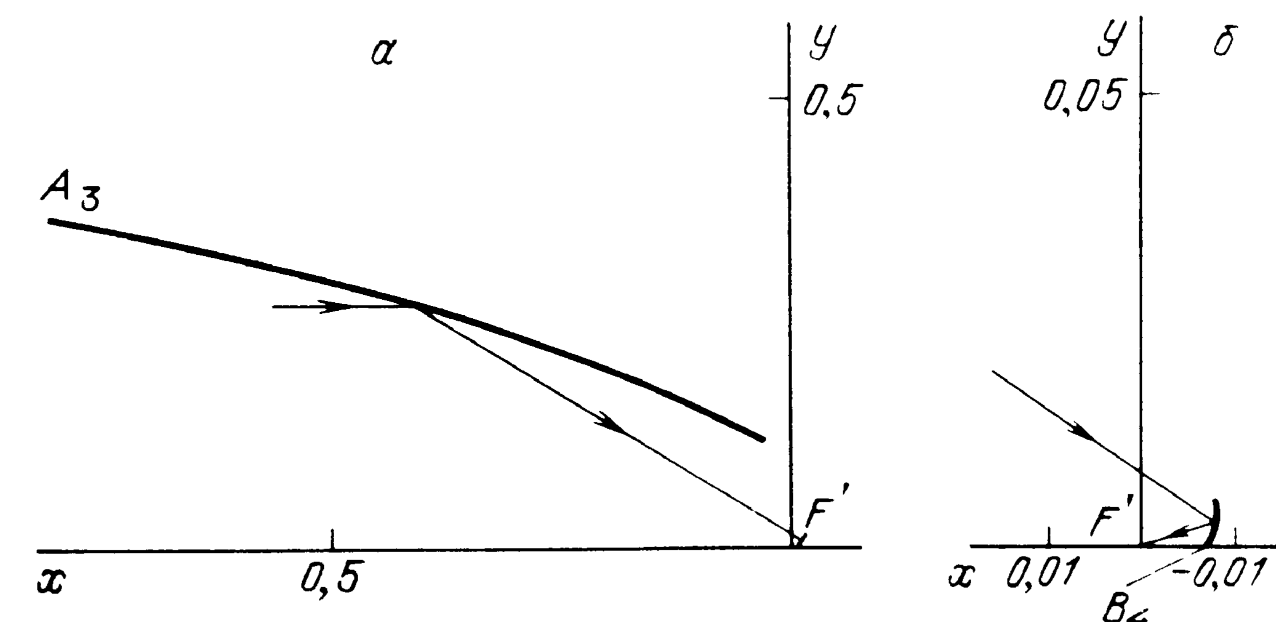
2) ко второй группе относятся системы, для которых σ' мало, но $|\epsilon|$, $|\epsilon'|$ велики и приближаются к 90°; к ней принадлежат как известные системы Уолтера [64] и Циглера [52], так и новые, ранее неизвестные системы, найденные автором [65]);

Р и с. 5.6. Новая система с необычным выпуклым вторичным зеркалом





Р и с. 5.7. Новая система с малым выпуклым вторичным зеркалом (справа оно изображено в большем масштабе)



Р и с. 5.8. Новая система с малым вторичным зеркалом B_4 необычной формы (справа оно представлено в увеличенном виде)

3) группа новых светосильных систем ($\sigma' \leqslant 90°$);

4) группа новых систем, у которых угол σ' принимает значения, заключенные в границах ($90° \leqslant \sigma' \leqslant 180°$); эти системы ранее не были известны; автор назвал их "спутниками", поскольку каждой классической системе соответствует по крайней мере один "спутник", имеющий те же значения d, s', c_1, что и классическая система.

С математической точки зрения группы вторая, третья и четвертая появляются в результате продолжения решения, полученного в классической области ($\nu \ll 0{,}5$) для дифференциального уравнения (5.13) на более широкую область ($0 \leqslant \nu < 1$). Отметим, что группы первая и четвертая всегда существуют, в отличие от второй и третьей.

Практическая ценность стигматических систем со значительной комой невелика, тем более что они имеют несферические зеркала, а потому подробно рассматривать их мы не будем.

Другой вид стигматических систем из двух зеркал может быть получен, если, не обращая внимания на кому, считать известным профиль одного из зеркал, а форму второго определить из принципа Ферма, добиваясь исправления сферической аберрации на оси для любых апертурных углов. Эта задача была решена автором в [22, 23, с. 42, 66]. Впрочем, и это решение (в силу теоремы о единственности решения дифференциального уравнения (5.13)) может быть получено из общей формулы (5.14) при специальном выборе функции ψ.

5.4. О максимальном диаметре главного зеркала и предельном относительном отверстии систем из двух зеркал (при $\psi = c_1 \sin^2 \sigma'$)

Из выражения (5.1) ясно, что при $f_0' = 1$ диаметр D главного зеркала не может превышать некоторого предельного числа. Действительно, выражение для D можно записать в виде

$$D = 2y = 2(\sin \sigma' + c_1 \sin^3 \sigma'). \qquad (5.25)$$

Дифференцируя это выражение по σ' и приравнивая его нулю, находим

$$\cos \sigma' + 3c_1 \sin^2 \sigma' \cos \sigma' = 0.$$

Отсюда получаем необходимые условия экстремума

$$\cos \sigma' = 0, \quad \sin \sigma' = \sqrt{\frac{-1}{3c_1}} .$$

Исследование показало, что при $\cos \sigma' = 0$ (т.е. $\sigma' = 90°$) выражение (5.25) принимает максимальное значение D_m, а именно

$$D_m = 2 + 2c_1, \quad c_1 \geqslant -1/3.$$

Иными словами, D_m линейно зависит от c_1. Например, для апланатической системы $c_1 = 0$, поэтому $D_m = 2$, а максимальное относительное отверстие

Таблица 5.1

Максимально возможный диаметр D_m и относительное отверстие A_m двухзеркальных систем с различным коэффициентом комы c_1

c_1	D_m	A_m	c_1	D_m	A_m	c_1	D_m	A_m
3	8	1:0,1	0	2	1:0,5	−1	0,77	1:1,3
2	6	1:0,2	−0,3	1,4	1:0,7	−2	0,54	1:1,8
1	4	1:0,3	−0,5	1,09	1:0,9	−3	0,44	1:2,25

$A_m = 1:(1/D_m)$ равно 1:0,5. Если $c_1 < -1/3$, то максимум D имеет место при

$$\sin \sigma' = \sqrt{\frac{-1}{3c_1}} .$$

Сказанное иллюстрирует табл. 5.1, где дана зависимость A_m и D_m от c_1.

5.5. Частные случаи (варианты зеркальных систем)

5.5.1. Системы со сферическим главным зеркалом. Наибольшие трудности при изготовлении оптики двухзеркального телескопа обычно вызывает изготовление асферического главного зеркала, поэтому понятно стремление использовать системы со сферическим главным зеркалом, методика изготовления и контроля которого хорошо разработана. Полагая в (5.20) $e_1 = 0, f_0' = 1$, находим

$$c_1 = \frac{1}{4} \pm \frac{(1 \mp s')^2}{8d^2 s'} . \qquad (5.26)$$

Верхний знак относится к предфокальным системам, нижний – к зафокальным. Зная коэффициент комы c_1, находим e_2^2 из (5.21). Классические зеркально-линзовые системы телескопов – система Шмидта [67], менисковая система Максутова [2] и другие [1, 52] – имеют, как правило, сферическое главное зеркало, а потому могут быть легко преобразованы в описанную двухзеркальную систему с асферическим малым вторичным зеркалом. Примером может служить менисковый телескоп МТМ-500, установленный в Крымской астрофизической обсерватории, который может использоваться и как двухзеркальный телескоп после удаления мениска и установки выпуклого зеркала (рис. 5.1), имеющего фигуру сплюснутого сфероида. Народное предприятие К. Цейс (ГДР) разработало универсальный телескоп, который может использоваться и как камера Шмидта с отверстием 1,34 м, и как двухзеркальная система (рис. 5.1), имеющая сферическое главное зеркало с отверстием 2 м. Этот телескоп установлен в Таутенбургской обсерватории (ГДР).

Система со сферическим главным зеркалом является апланатической, если $c_1 = 0$, и из (5.26) следует

$$d = -\sqrt{\frac{(s' \mp 1)^3}{2s'}} . \qquad (5.27)$$

Для предфокальных апланатических систем d – действительное число, если $s' - 1 > 0$, т.е. $s' > 1$; при этом размеры вторичного зеркала обычно больше размеров главного зеркала; для зафокальных систем d всегда действительное, размеры вторичного зеркала могут быть меньше размеров главного зеркала, а фокус системы находится внутри трубы. Зафокальные системы со сферическим главным зеркалом не получили распространения; наибольшее применение имеют неапланатические системы вида, представленного на рис. 5.1, т.е. системы кассегреновского типа – они используются при изучении астроклимата, планет, фотометрии звезд, как питающая оптика спектрографов и для коллиматоров спектрографов;

их основной недостаток – малое полезное поле зрения вследствие значительной комы (поле, как правило, не более нескольких минут дуги). Из выражения (2.26) следует, что асферичность зеркала весьма сильно зависит от зоны, т.е. в конечном счете от используемого диаметра зеркала, поэтому, уменьшая относительное отверстие системы, можно получить систему со сферической оптикой, поскольку асферичности зеркал окажутся меньше допуска. Этот прием часто используется в солнечных телескопах, в частности в крупнейшем в СССР башенном солнечном телескопе с отверстием

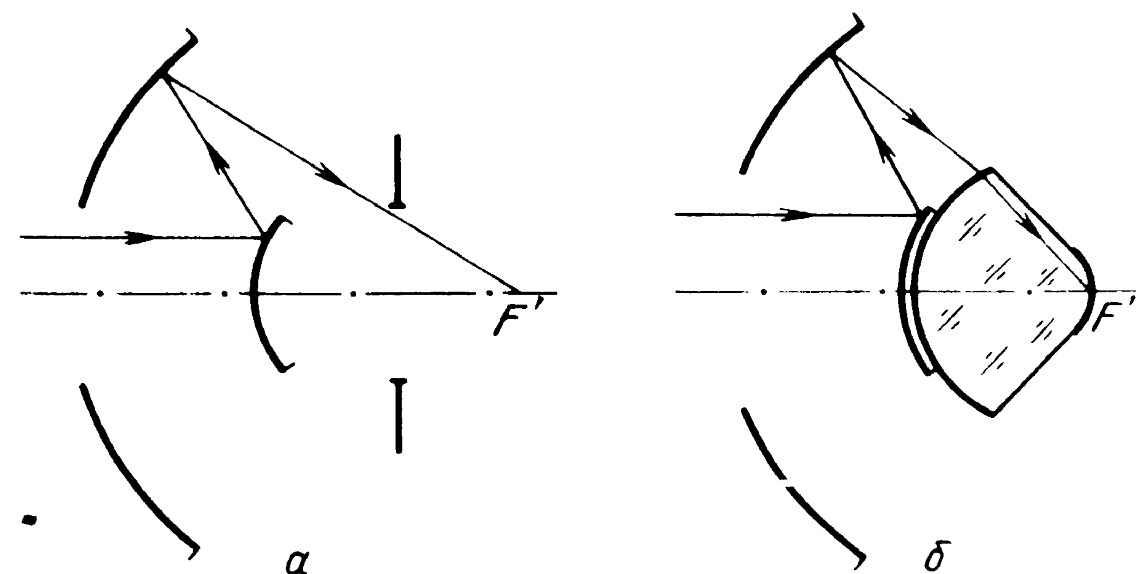


Рис. 5.9. Системы типа Боуэна: система из двух концентрических зеркал (*а*), светосильная концентрическая система с апланатической линзой (*б*)

0,9 м, построенном в Крымской астрофизической обсерватории [68]; оптика этого телескопа рассчитана и изготовлена по методике автора и с его участием.

Из предфокальных систем широкое распространение получила система Боуэна – анастигмат из двух сферических зеркал: выпуклого главного и вогнутого, причем диаметр вторичного зеркала более чем в четыре раза превосходит диаметр главного зеркала (рис. 5.9,*а*). Она впервые была предложена для астрономических приборов и детально изучена нами в 1962 г. [69]. Мы предложили также особо светосильный с относительным отверстием порядка $A = 1:0{,}45$ вариант этой системы [69] (рис. 5.9,*б*), причем все варианты имеют сферическую оптику. В Крымской астрофизической обсерватории успешно применили подобную систему для удлинения фокусного расстояния зеркально-линзового телескопа системы Слефогта – Рихтера с отверстием 640 мм и $A = 1:1{,}4$, что сделало его пригодным не только для фотографирования туманностей, но и для фотометрии (рис. 5.10).

За рубежом интерес к этой системе как камере астрономического спектрографа был проявлен значительно позже, в 1966 г., Боуэном [70], что и дало ей название системы Боуэна. Эта система применена также в одном из спектрографов на 6-метровом телескопе [71]. Теория системы изложена в [39, 69, 72]. В настоящее время оригинальная модификация системы Боуэна с предфокальным спрямляющим поле корректором рассчитана для спектрографа 2,6-метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории и изготовлена.

В последнее время предложены проекты гигантских телескопов с диаметром главного зеркала 10 – 26 м, причем ввиду невозможности изгото-

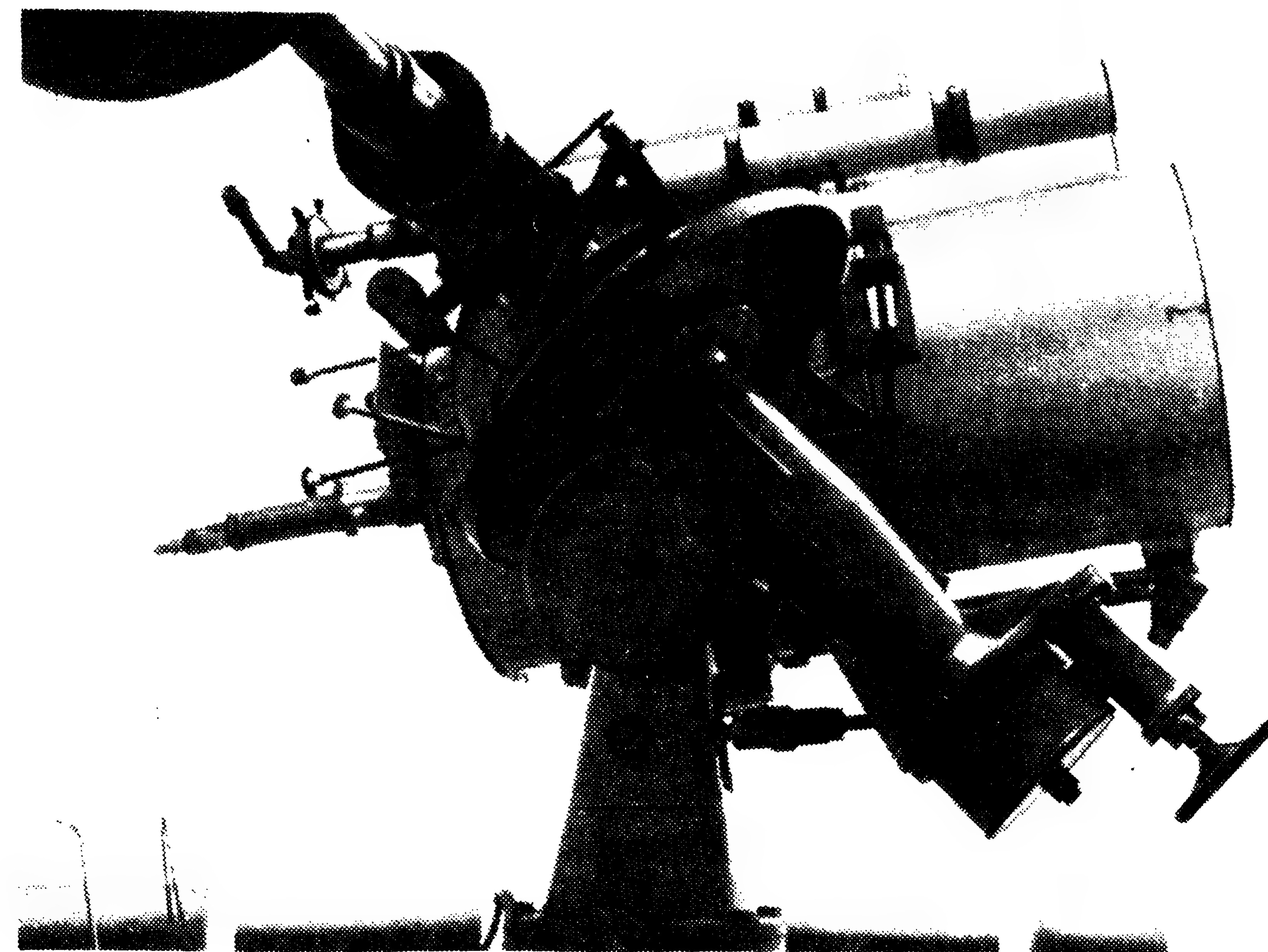


Рис. 5.10. Система Слефогта – Рихтера с $D = 640$ мм и удлинителем фокусного расстояния

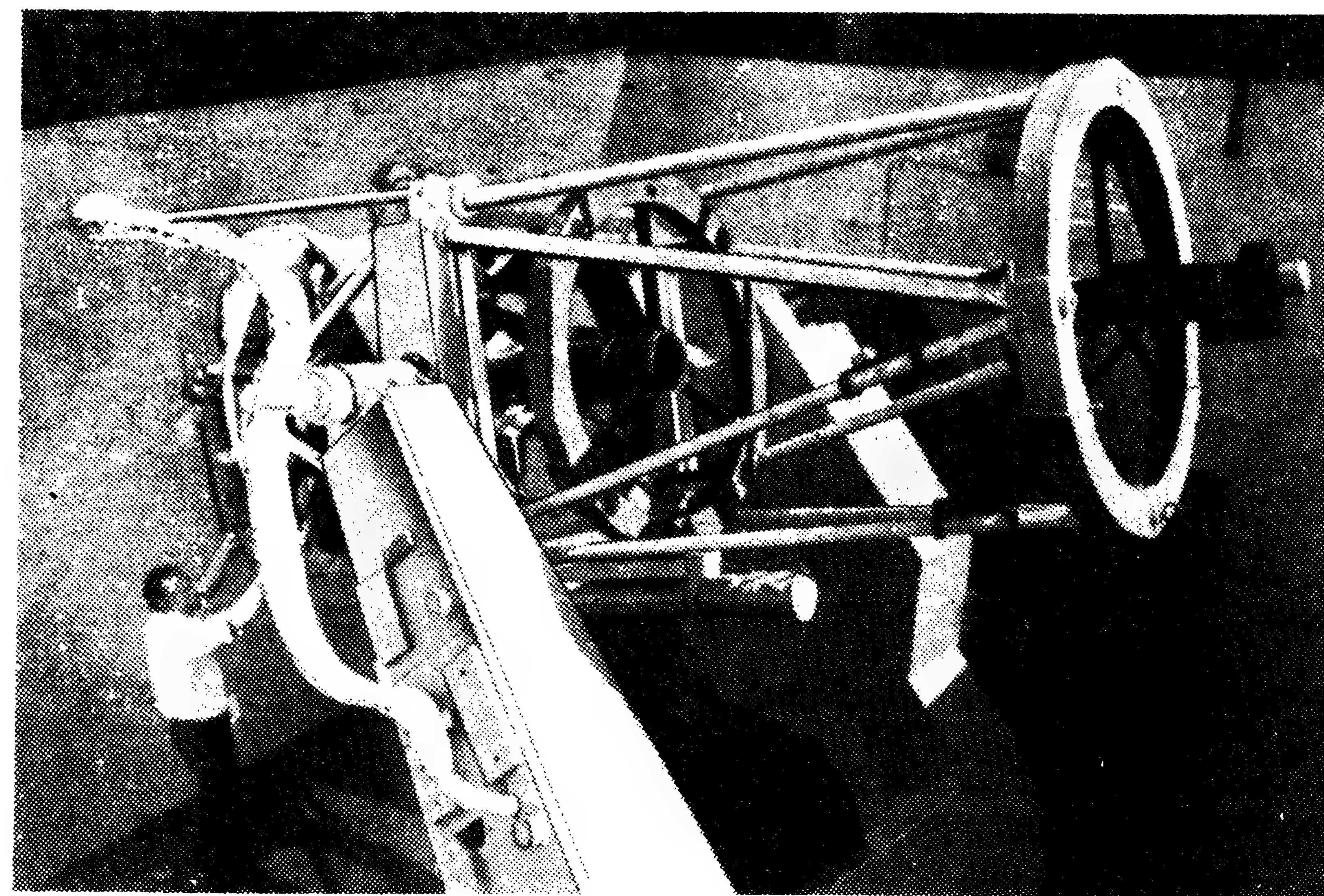


Рис. 5.11. Телескоп АСТ-1200, главное зеркало которого состоит из семи шестиугольных зеркал

вить монолитную заготовку такого зеркала оно будет составлено из множества зеркал размером порядка 1 – 1,8 м; разумеется, с точки зрения технологии изготовления выгодно использовать малые зеркала сферической формы, образующие общую сферическую поверхность главного зеркала [73]. В последнем случае выпуклое зеркало (если использовать схему, изображенную на рис. 5.1) будет иметь форму, близкую к выпуклому сфероиду. Опытный экземпляр телескопа с составным сферическим зеркалом, составленным из семи шестиугольных сферических зеркал, вплотную примыкающих друг к другу, установлен в Крымской астрофизической обсерватории [74] (рис. 5.11). Оптика изготовлена из ситалла СО115М; мы предложили также оригинальную технологию обработки высокоточных ситалловых зеркал и разработали набор контактных приборов [75], использующих измерительные приборы-оптикаторы с погрешностью не выше 0,1 мкм для контроля зеркал в стадии тонкой шлифовки и полировки.

Из общих выражений (5.19), (5.20), (5.21), как показано в [22], могут быть получены и почти все известные классические [2] схемы телескопов, в том числе системы со вторичным зеркалом сферической формы (так называемые системы Дала – Кирхема), системы с параболоидным главным зеркалом (они имеют коэффициент комы $c_1 = 1/4$) – системы Кассегрена и Грегори.

Мы рассмотрим только недавно появившуюся [76] малоизученную, но весьма интересную для астрономических приборов систему Боттема – Вудруффа [22].

5.5.2. Система Боттема – Вудруффа. Интересным аналогом систем Кассегрена является недавно появившаяся система Боттема – Вудруффа [76]. Характерной особенностью этой системы является возможность производить слежение за объектом путем поворота вторичного зеркала вокруг его

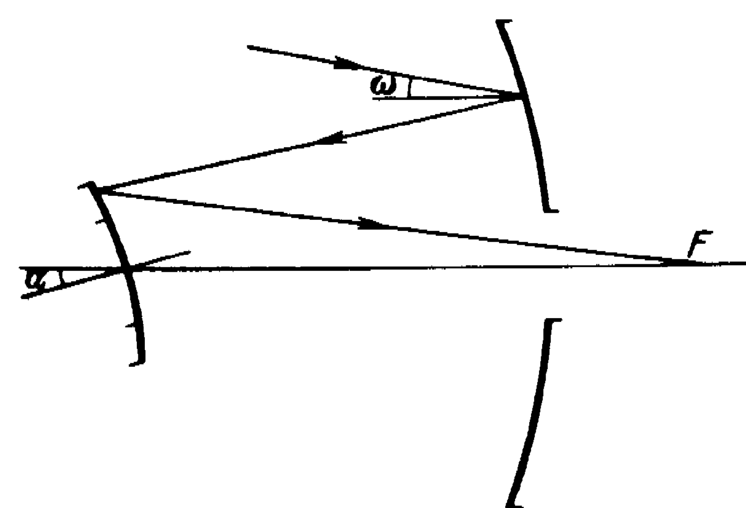


Рис. 5.12. Система Боттема – Вудруффа с наклоняемым вторичным зеркалом

вершины (рис. 5.12). Это свойство имеет особую важность при наблюдениях с ИСЗ и баллонов, точность стабилизации которых зачастую недостаточна. Изображение получается в фокусе F' системы и остается неподвижным при небольших перемещениях объекта, т.е. малых наклонах параллельного пучка лучей на угол α по отношению к оси главного зеркала; это достигается благодаря вращению вторичного зеркала вокруг его вершины. Не будем излагать сложную теорию этой системы, а ограничимся изложением методики ее расчета. Расчет системы Боттема – Вудруффа производится в первом приближении в следующем порядке [76] (фокусное расстояние системы по-прежнему полагаем равным единице):

1) находим r_1 и r_2 по общим формулам (5.19);

2) вычисляем вспомогательные величины $m_1 = -\dfrac{2}{r_1}$, $S = \mp\dfrac{s'}{d}$;

3) находим квадрат эксцентриситета главного зеркала по формуле

$$e_1^2 = 1 + \frac{S(m_1^2 + 1)}{m_1^3}\,; \qquad (5.28)$$

4) зная e_1^2, находим коэффициент комы c_1 системы из (5.20):

$$c_1 = \frac{1}{4} \pm \frac{(1 - e_1^2)(1 \mp s')^3}{8d^2 s'}\,; \qquad (5.29)$$

5) наконец, находим e_2^2 по общей формуле (5.21).

Как правило, для системы Боттема – Вудруффа параметр c_1 принимает отрицательные значения, т.е. кома этой системы противоположна по знаку коме классической системы Кассегрена и значительно превосходит ее по величине. Оба зеркала системы Боттема – Вудруффа, как правило, гиперболоиды с эксцентриситетами, обычно превосходящими эксцентриситеты зеркал классической системы Кассегрена и системы Ричи – Кретьена. Если светосила главного зеркала системы Боттема – Вудруффа велика, то аппроксимация зеркал коническими сечениями может привести к значительной остаточной сферической аберрации.

Опытный экземпляр системы с отверстием 0,8 м был изотовлен в мастерских Крымской астрофизической обсерватории, установлен на монтировку от телескопа АЗТ-8 и успешно испытан по звездам. Окончательная доводка главного зеркала производилась с универсальным аналогом компенсатора Оффнера [77]. Контроль вторичного зеркала производил-

Таблица 5.2

Конструктивные элементы систем Боттема – Вудруффа, вычисленные по приближенным формулам

Система	r_1	r_2	d	s'	e_1^2	e_2^2	c_1
1	–0,210526	–0,011765	–0,1	0,05	1,053215	3,011805	–11,156258
2	–0,222222	–0,025	–0,1	0,1	1,112483	3,164061	–10,000005
3	–0,235294	–0,04	–0,1	0,15	1,178913	3,340739	–8,906252
4	–0,444444	–0,057143	–0,2	0,1	1,116598	4,947520	–2,406250
5	–0,5	–0,133333	–0,2	0,2	1,265625	5,925924	–1,875
6	–0,571428	–0,24	–0,2	0,3	1,463556	7,479995	–1,406249
7	–0,705882	–0,163636	–0,3	0,15	1,198453	9,255441	–0,878472
8	–0,857143	–0,45	–0,3	0,3	1,507288	15,312486	–0,555556
9	–1,090908	–1,079998	–0,3	0,45	2,061606	36,679921	–0,295139
10	–1,0	–0,4	–0,4	0,2	1,312500	21,499921	–0,375
11	–1,333333	–1,599998	–0,4	0,4	1,962963	89,999895	–0,156250
12	–1,999999	∞	–0,4	0,6	3,999999	∞	0,0
13	1,333333	–1	–0,5	0,25	1,481481	76,999980	–0,156250

ся в автоколлимационной схеме (телескоп в сборе плюс плоское зеркало перед ним).

Более детальную информацию о предфокальных системах Боттема – Вудруффа можно получить из табл. 5.2, вычисленной по вышеописанной методике автором. В таблице приведены параметры тринадцати систем, даны порядковый номер систем, значения r_1, r_2, d, s', e_1^2, e_2^2, c_1. Фокусное расстояние системы по-прежнему равно единице. Из таблицы следует, что зеркала, как правило, гиперболические, причем эксцентриситет вторичного зеркала во всех случаях превосходит эксцентриситет главного; вторичное зеркало системы № 12 является планоидом и не имеет комы ($c_1 = 0$), т.е. это апланатическая система. Из таблицы ясно, что коэффициент комы сильно зависит от расстояния между зеркалами и от s'.

Из таблицы следует, что возможны и апланатические системы Боттема – Вудруффа – факт, неизвестный изобретателям этой перспективной системы. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Из (5.28), (5.29) после простых преобразований находим

$$c_1 = \frac{1}{4} - \frac{(s'-1)^2 + d^2}{8d^2} = 0,$$

откуда

$$s' = 1 \pm d. \tag{5.30}$$

Верхний знак дает

$$r_1 = -2, \quad r_2 = \infty; \quad e_1^2 = 1 - \frac{2s'}{d}, \quad e_2^2 = \infty.$$

Иными словами, вторичное зеркало является планоидом, а главное имеет постоянный радиус кривизны и гиперболическую форму, поскольку $e_1^2 > 1$. Эти системы принадлежат к типу "кольцевых телескопов" Д.Д. Максутова [2], однако он, конечно, не знал о возможности поворачивать вторичное зеркало вокруг вершины, почти не ухудшая качества изображения в системе.

Нижний знак в (5.30) приводит к системам, у которых главное зеркало выпуклое, а вторичное имеет значительно больший диаметр, нежели главное; при $d = -2$ в системе исправлен и астигматизм, как будет показано ниже.

5.5.3. Системы со специальной функцией комы ψ (точное решение). Приведем пример точного решения, когда ψ имеет вид ($f'_0 = 1$)

$$\psi = \sec\frac{\sigma'}{2} - 1.$$

Подставив это значение в (5.1), найдем отступление от условия синусов в виде

$$y = 2\sin\frac{\sigma'}{2},$$

т.е. это условие Гершеля. В этом случае решение имеет вид [22] (профиль вторичного зеркала), $j = \cos\dfrac{\sigma'}{2}$,

$$z(j) = \frac{1}{\rho} = \frac{j^2 - 1}{d} + C\,|\,j^2 - jd - 1\,|\left|\frac{2j - d - \sqrt{d^2+4}}{2j - d + \sqrt{d^2+4}}\right|^{\frac{-d}{\sqrt{d^2+4}}}, \tag{5.31}$$

где постоянная C определяется из условия $z(1) = 1/s'$ для предфокальной системы и $z(-1) = 1/s'$ для системы зафокальной, или, в декартовых координатах, через параметр j,

$$x_1 = \pm\rho\sqrt{1 - 4(j^2 - j^4)}, \quad y_1 = \pm 2\rho j\sqrt{1 - j^2}. \tag{5.32}$$

Для главного зеркала после преобразований также получим точные выражения

$$x = d + \rho j^2 - \frac{(1 - \rho j)^2}{d(1 - j^2)^{-1} + \rho}, \tag{5.33}$$

$$y = 2\sqrt{1 - j^2}; \tag{5.34}$$

r_1 и r_2 и эксцентриситеты главного и вторичного зеркал легко получить из общих выражений (5.19), (5.20), (5.21), полагая $c_1 = 1/8$ (как известно, коэффициент комы в системе, удовлетворяющей условию Д. Гершеля, равен 1/8).

В заключение заметим, что выражения (5.32), (5.33), (5.34) могут использоваться как для расчета систем, обладающих высокой светосилой, так и для расчета систем с большими углами падения лучей на зеркала: последнее получаем при малых значениях $|d|$ и для j около единицы.

Обзор основных типов систем, удовлетворяющих условию Д. Гершеля. Прежде всего заметим, что из (5.34) следует, что максимальный диаметр главного зеркала $D_m = 4$; это значение достигается при $j = 0$, т.е. $\sigma' = 180°$.

Рассмотрим сначала предфокальные системы; оказалось, что достаточно полное представление об этих системах можно получить, изучив случай, когда $s' = d$, поэтому ограничимся его рассмотрением. Будем изображать только одну половину профиля главного и вторичного зеркал, так как вторая половина симметрична ей.

При малых значениях $|d|$ получаются системы, напоминающие рентгеновские телескопы; при этом главное зеркало имеет большую длину L; например, при $d = -0{,}25$ имеем $L/D \approx 1{,}1$; размеры вторичных зеркал умеренные (рис. 5.13). Главное зеркало имеет точку возврата B. Главное зеркало на рис. 5.13 помечено цифрой *1*, вторичные зеркала – цифрой *2*.

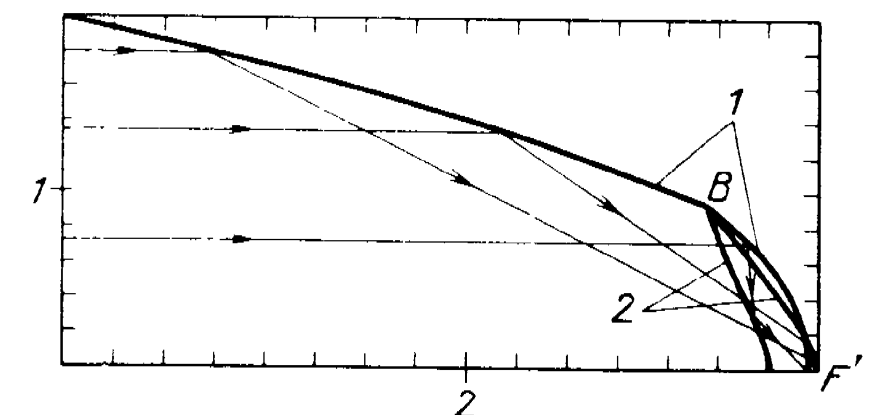


Рис. 5.13. Системы, удовлетворяющие условию Гершеля при $d = -0{,}25$, $q = 0$, $f'_0 = 1$; *1* – главное зеркало, *2* – вторичное

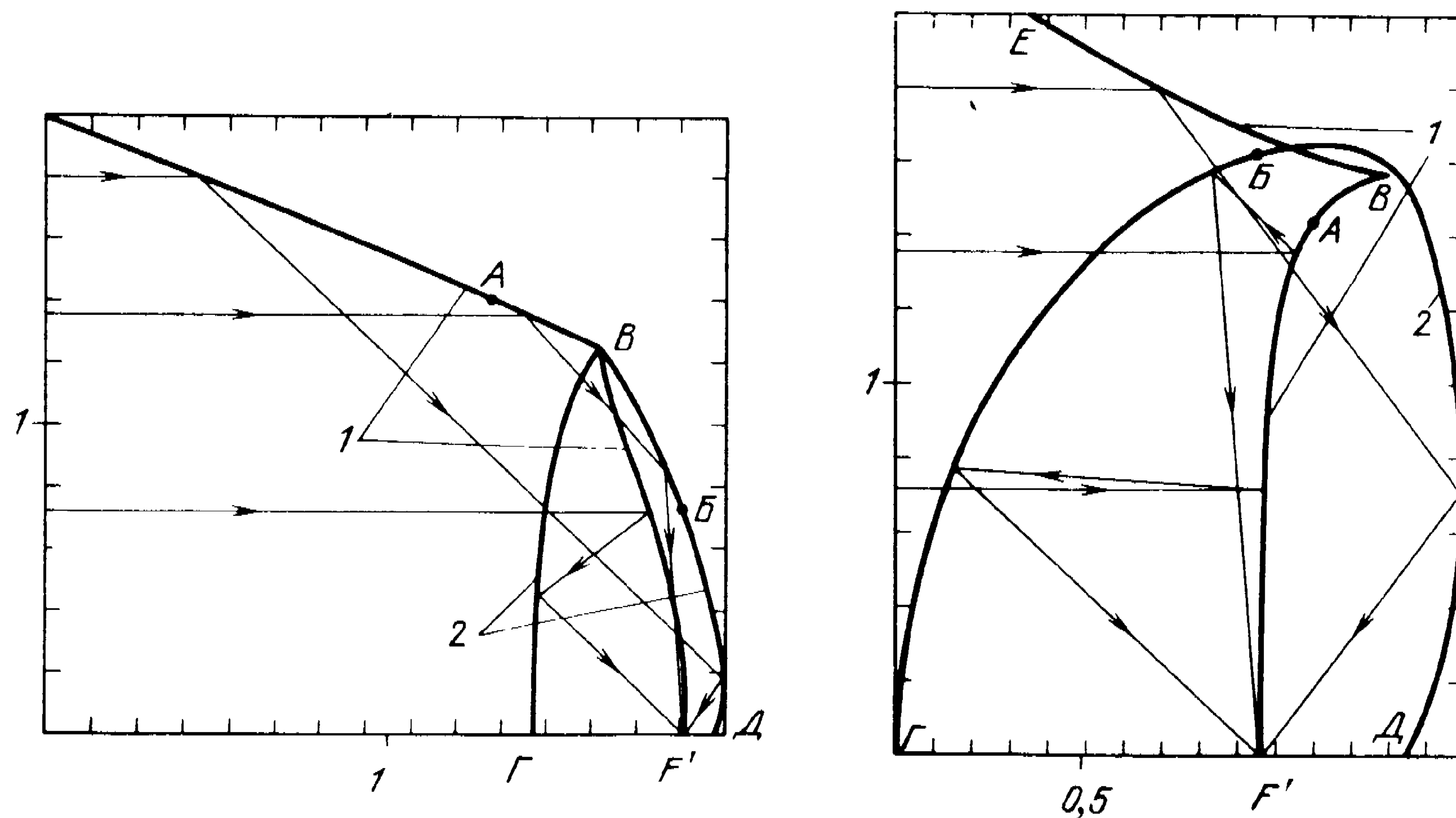


Рис. 5.14. Системы, удовлетворяющие условию Гершеля при $d = -0{,}5$, $q = 0$, $f'_0 = 1$; можно выделить три системы: аналог кольцевого телескопа с планоидным вторичным зеркалом (главное зеркало BF', вторичное $ВГ$) (*а*), укорачивающую систему с большими углами падения лучей на зеркала (главное зеркало $АБ$, вторичное зеркало $ВБ$) (*б*), "спутник" — его главным зеркалом является кривая слева от $А$, вторичное зеркало $БД$ (*в*)

Рис. 5.15. Системы, удовлетворяющие условию Гершеля при $d = -1$, $q = 0$, $f'_0 = 1$

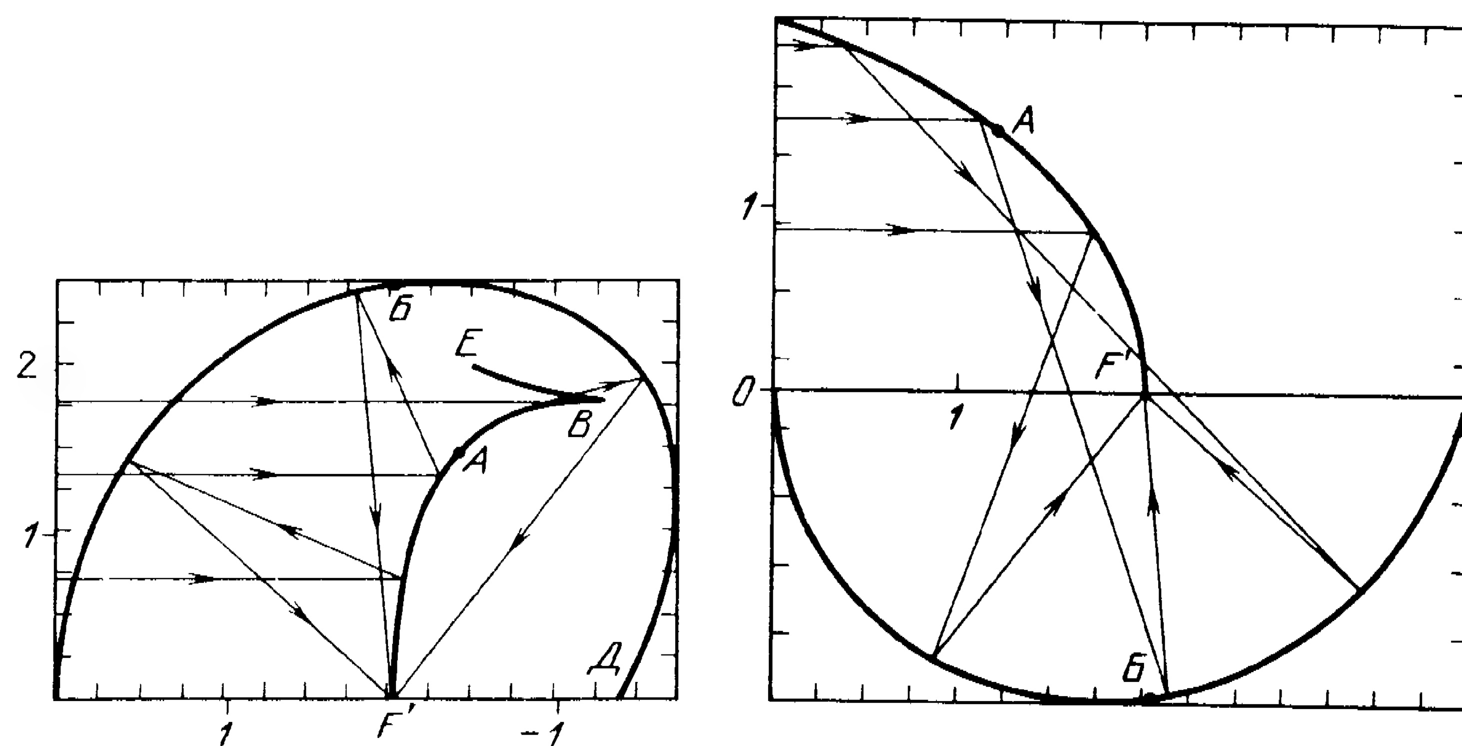


Рис. 5.16. Системы, удовлетворяющие условию Гершеля при $d = -2$, $q = 0$, $f'_0 = 1$

Рис. 5.17. Зафокальные системы, удовлетворяющие условию Гершеля при $d = -2$, $q = 0$, $f'_0 = 1$; видны аналог системы Грегори (главное зеркало AF', вторичное $OБ$) и "спутник"

Эти обозначения будут применяться и на последующих рисунках этой главы; ось абсцисс направлена влево, ось ординат — вверх. Начало координат совпадает с фокусом системы. Все рис. 5.13 — 5.17 выполнены в масштабе на графопостроителе ЭВМ ЕС1033. На рис. 5.13 и последующих показан также ход трех лучей. На рис. 5.14 представлены системы с $d = -0{,}5$. Здесь можно видеть три системы:

1) аналог классического "кольцевого телескопа" — главное зеркало BF', вторичное $ВГ$;

2) укорачивающая система с большими углами падения лучей на зеркала — главное зеркало $АВ$, вторичное $ВБ$;

3) новая система — назовем ее "спутником", главное зеркало — кривая, расположенная слева от $А$ и являющаяся продолжением кривой $АВ$, вторичное зеркало — кривая $БД$.

Профиль главного зеркала "спутника" почти прямолинейный; вторичное зеркало пересекает оптическую ось в точке $Д$ под некоторым углом. Луч, упавший на край главного зеркала "спутника" ($y = 2$), после отражения от него попадает в точку $Д$ и затем идет вдоль оптической оси к фокусу F' системы. Параксиальная область у "спутника" отсутствует — это является характерной особенностью всех "спутников". На рис. 5.15 ($d = -1$) можно выделить две системы:

1) аналог зеркальной системы Райта с главным планоидным зеркалом — главное зеркало AF', вторичное $ВГ$;

2) "спутник", имеющий главное зеркало необычной формы — кривая $АВЕ$ с точкой возврата $В$ и вторичное зеркало $БД$.

Аналогичная картина на рис. 5.16 ($d = -2$) — здесь также имеется аналог классической системы, напоминающей систему Шварцшильда и "спутник". Главное зеркало "спутника" $АВЕ$, вторичное $БД$.

Как показало исследование, зафокальные системы очень однообразны, поэтому достаточно привести один характерный вариант ($d = -2$) (рис. 5.17) этих систем. Здесь также имеется аналог классической системы (типа Грегори) и "спутник".

* * *

В заключение заметим, что П. Давила и Т. Саха [78] при расчете ультрафиолетового телескопа скользящего падения (EUV) предложили "обобщенный закон синусов" вида

$$y = \frac{2f'_0 \operatorname{tg}(\sigma'/2)}{1 + t \cdot \operatorname{tg}(\sigma'/2)}, \tag{5.35}$$

где f'_0 — параксиальное фокусное расстояние системы, t — произвольное число. Очевидно, при этом функция ψ принимает вид (полагаем $f'_0 = 1$)

$$\psi = \frac{1}{\cos^2(\sigma'/2) + t\sin^2(\sigma'/2)} - 1. \tag{5.36}$$

При $t = 1$, очевидно, $\psi \equiv 0$ (апланатическая система); при $t = 0$, как показано в вышеупомянутой работе Давилы и Саха, получаются классические системы Кассегрена с главным параболическим и вторичным гиперболическим зеркалами. Давила и Саха показали, что точное решение диф-

ференциального уравнения для вторичного зеркала имеет весьма простой вид, если использовать "обобщенный закон синусов", а потому его удобно применять при изучении систем скользящего падения для рентгеновских телескопов; подробнее об этом будет сказано ниже.

5.5.4. Стигматическая система из двух зеркал с известной фигурой главного зеркала. Для больших телескопов часто используются сменные вторичные зеркала, каждое из которых должно обеспечивать безаберрационное изображение на оси системы с одним и тем же главным зеркалом. С другой стороны, фигура главного зеркала телескопа может отличаться от расчетной вследствие погрешностей изготовления, т.е. может быть весьма сложной. Поэтому является актуальной задача нахождения точной фигуры вторичного зеркала, обеспечивающего безаберрационное изображение на оси системы при условии, что главное зеркало имеет произвольную непрерывную фигуру вращения. По-прежнему будем считать, что предмет расположен на бесконечности; используем прежние обозначения и систему координат (рис. 5.1). Будем считать известными расстояние между вершинами зеркал d, вынос фокуса q за вершину главного зеркала и координаты x_i, y_i, множества точек профиля главного зеркала и направления нормалей в этих точках, определяемые углом φ (см. рис. 5.1). Зная d и q, можно определить задний отрезок $s' = -d + q$. Из рис. 5.1 имеем

$$-x + l + \rho = -2d, \quad \rho^2 = x_1^2 + y_1^2,$$

$$x_1 = +x + l\cos 2\varphi, \quad y_1 = y + (-x + x_1)\operatorname{tg} 2\varphi.$$

Исключая из этих уравнений l, ρ, получим точные координаты x_1, y_1 точек профиля вторичного зеркала через параметры:

$$x_1 = \frac{-T^2 + E^2}{2(T\operatorname{tg}2\varphi + E/\cos 2\varphi)}, \tag{5.37}$$

$$y_1 = y + (-x + x_1)\operatorname{tg} 2\varphi, \tag{5.38}$$

где $T = y - x\operatorname{tg}2\varphi$, $E = -2d + x\left(1 + \dfrac{1}{\cos 2\varphi}\right)$.

Выражения (5.37) и (5.38) определяют точный профиль вторичного зеркала через параметры x, y, φ, d. Если профиль главного зеркала задан аналитическим выражением вида $x = \Phi_1(y)$ или $y = \tau_1(x)$, то можно найти угол φ через производную:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{dx}{dy}.$$

Используя это выражение и уравнение профиля поверхности $\Phi_1(y)$ или $\tau_1(x)$, можно исключить два параметра φ, x (или y) и получить выражения для x_1 и y_1, содержащие один параметр. Исключение оставшегося параметра удается лишь в редких случаях, не имеющих, как правило, практического значения.

Легко найти отступление от условия синусов $\Delta f'$ в полученной системе, которое определяет кому. Действительно, для произвольного луча, входящего в систему параллельно оптической оси, имеем (рис. 5.1)

$$\sin\sigma' = \frac{y_1}{\rho} = \frac{y_1}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}, \tag{5.39}$$

а фокусное расстояние f' для этого луча, как известно, можно записать в виде

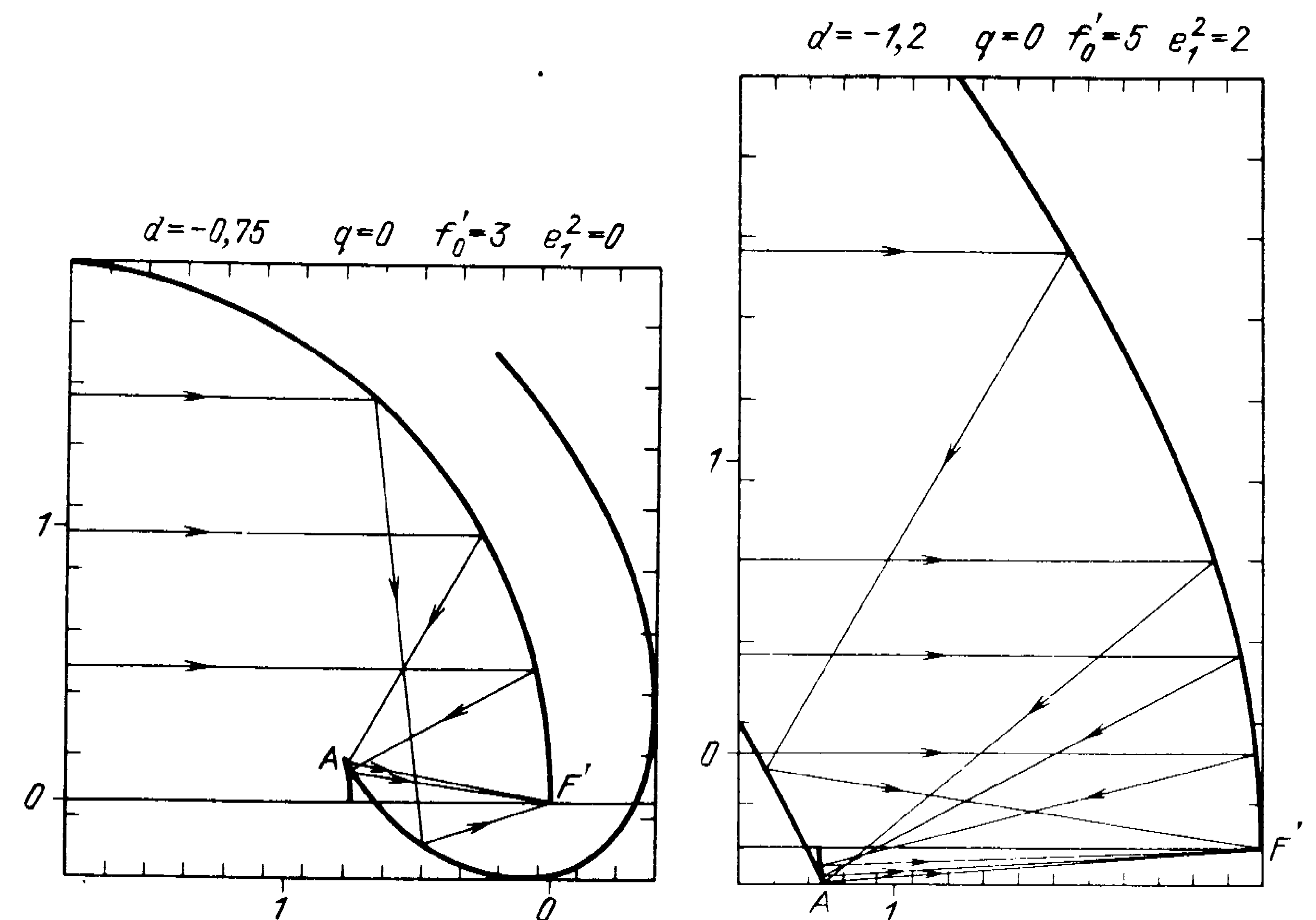
$$f' = \frac{y}{\sin\sigma'}. \tag{5.40}$$

Используя (5.39) и (5.40), получим

$$\Delta f' = f' - f_0' = \frac{y\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{y_1} - f_0', \tag{5.41}$$

где f_0' – фокусное расстояние системы в параксиальной области. Радиусы кривизны при вершинах по-прежнему находим по формулам (5.19).

Заметим, что можно совершенно аналогично решить и задачу о нахождении профиля главного зеркала стигматической системы при известном профиле вторичного зеркала [79]. Полученные нами точные формулы целе-



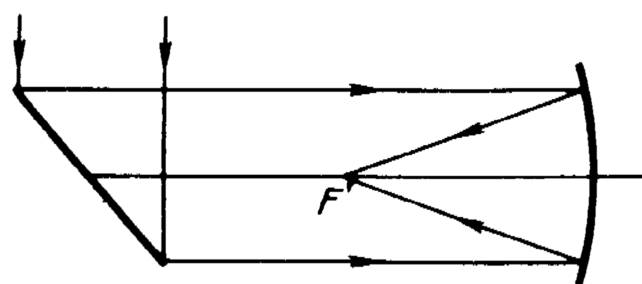
Р и с. 5.18. Системы со сферическим главным зеркалом ($d = -0{,}75$, $q = 0$, $e_1^2 = 0$, $f_0' = 3$); вторичное зеркало имеет точку возврата A, отделяющую известную систему кассегреновского типа от новой (вторичное зеркало новой системы – кривая AO); практически в новой системе можно использовать различные участки кривой AO, например, от точки A до пересечения с осью и т.д.

Р и с. 5.19. Системы с гиперболическим главным зеркалом ($d = -1{,}2$, $q = 0$, $e_1^2 = 2$, $f_0' = 5$); точка возврата A на вторичном зеркале отделяет известную систему типа Грегори от новой системы

сообразно использовать при расчетах систем со светосильным главным зеркалом; при этом могут быть получены новые системы.

Исследования показали, что при больших относительных отверстиях главного зеркала и $e_1^2 < 1$ системы кассегреновского типа обычно преобразуются в новые системы (рис. 5.18); вторичное зеркало имеет точку возврата A, отделяющую известную систему от новой. Аналогичное явление наблюдается для систем типа Грегори, имеющих светосильное главное зеркало с $e_1^2 > 1$ (рис. 5.19). Эти новые системы имеют значительную кому, поэтому рассматривать их мы не будем.

5.5.5. Стигматическая система с последней поверхностью, не являющейся телом вращения. До сих пор мы рассматривали центрированные системы, имеющие ось симметрии – оптическую ось. Существуют системы, в которые входит поверхность, не имеющая оси симметрии; примером



Р и с. 5.20. Система Чуриловского

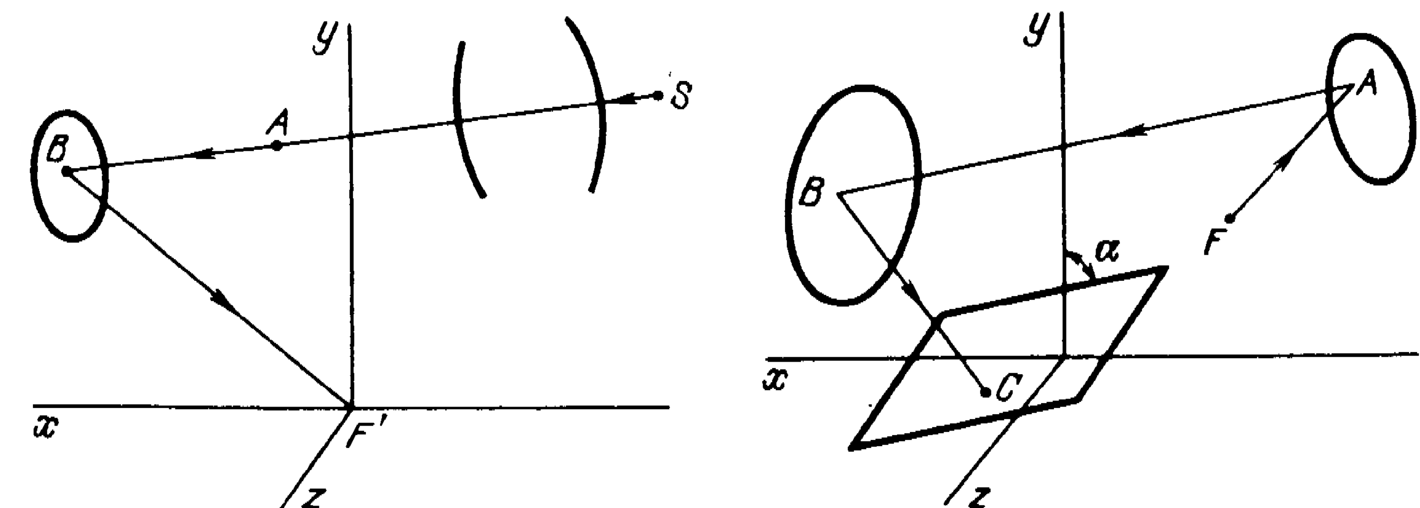
такой системы является система Чуриловского [80] (рис. 5.20), состоящая из вогнутого сферического зеркала с расположенным перед ним планоидным зеркалом. Планоидное зеркало наклонено к оси сферического зеркала и не является поверхностью вращения. Подобную систему предполагается применить в астронометрическом ИСЗ "Гиппаркос" [81], предназначенном для высокоточного определения положений звезд и их параллаксов из космоса. Обобщением системы Чуриловского может быть произвольная система (как центрированная, так и нецентрированная, либо имеющая поверхности произвольной формы, градиенты показателя преломления в линзах и т.д.), аберрация которой исправляется для заданной точки $F'(0, 0, 0)$ изображения последней поверхностью системы. Задача сводится к определению формы последней поверхности системы. Пусть из произвольной системы выходит пучок лучей, который задан множеством точек пересечения $A(x_1, y_1, z_1)$ (рис. 5.21) с заданной поверхностью (например, плоскостью выходного зрачка), и для каждого луча известны направляющие косинусы l_1, m_1, n_1. Оптический путь L_1 луча от точки предмета S до A будем считать известным.

Координаты точки B на искомой поверхности обозначим x, y, z; тогда уравнение луча AB имеет вид

$$\frac{x - x_1}{l_1} = \frac{y - y_1}{m_1} = \frac{z - z_1}{n_1}. \qquad (5.42)$$

Выражение для принципа Ферма, очевидно, будет (n и n' – показатели преломления)

$$L_1 + |n|\sqrt{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2} + |n'|\sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = \\ = C = \text{const}, \qquad (5.43)$$



Р и с. 5.21. К определению формы поверхности в произвольной нецентрированной стигматической системе (поверхность работает в сходящемся пучке лучей)

Р и с. 5.22. К определению формы последней поверхности в произвольной нецентрированной стигматической системе (из поверхности выходит параллельный пучок лучей)

где C – заданный оптический путь для главного луча. Если $|n| \neq |n'|$, то задача решения системы (5.42), (5.43) сводится к квадратному уравнению.

Наибольший практический интерес имеет случай, когда искомая поверхность – зеркало, т.е. $|n| = |n'| = 1$; тогда решение сводится к системе линейных уравнений; решая систему, находим

$$x = x_1 + \frac{l_1}{2}T_1, \quad y = y_1 + \frac{m_1}{2}T_1, \quad z = z_1 + \frac{n_1}{2}T_1, \qquad (5.44)$$

где

$$T_1 = \frac{a_1^2 - x_1^2 - y_1^2 - z_1^2}{a_1 + l_1 x_1 + m_1 y_1 + n_1 z_1}, \quad a_1 = C - L_1.$$

Выражение (5.44) есть параметрическая запись для искомой поверхности зеркала; параметрами служат $x_1, y_1, z_1, l_1, m_1, n_1$. В частном случае, когда изображение F' находится в бесконечности, формулы (5.44) непригодны. Рассмотрим этот случай отдельно (рис. 5.22). Пусть из системы выходит плоский волновой фронт, который проходит через начало координат и параллелен оси z. Угол α наклона фронта к оси y известен. Тогда расстояние $d' = BC$ точки B искомой последней поверхности системы от волнового фронта равно

$$d' = x\cos\alpha + y\sin\alpha. \qquad (5.45)$$

Уравнение луча AB по-прежнему имеет вид (5.42), а выражение для принципа Ферма упрощается:

$$|n|d' + |n'|\sqrt{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (z_1 - z)^2} + L_1 = \\ = C = \text{const}. \qquad (5.46)$$

Решая систему (5.42), (5.45), (5,46), получим ($a_1 = C - L_1$)

$$x = x_1 + l_1 V, \quad y = y_1 + m_1 V, \quad z = z_1 + n_1 V, \qquad (5.47)$$

где

$$V = \frac{a_1 - |n|(x_1 \cos\alpha + y_1 \sin\alpha)}{|n'| + |n|(m_1 \sin\alpha + l_1 \cos\alpha)}.$$

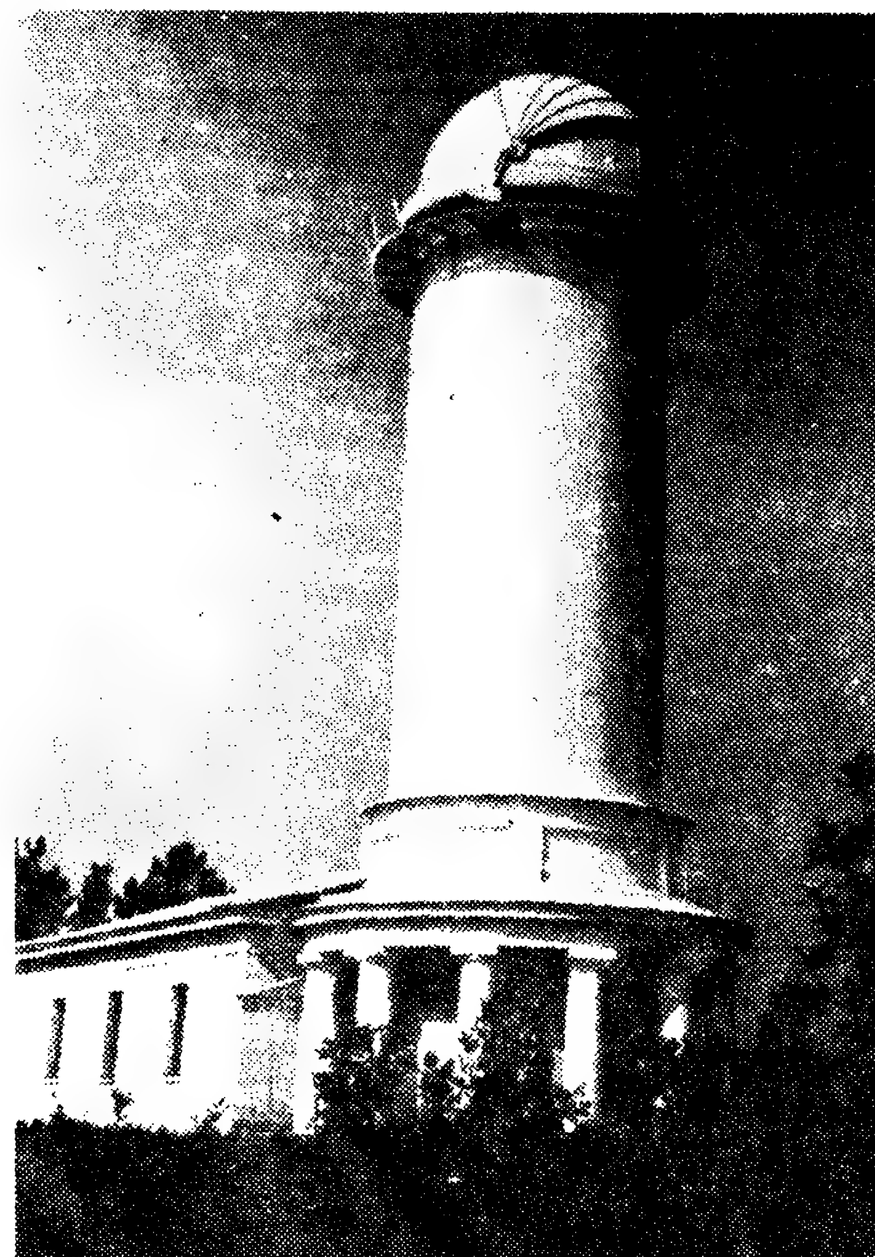
При $n = -n'$ поверхность является зеркалом; в общем случае она преломляющая.

* * *

Заметим, что полученные формулы пригодны и для расчета телескопов "брахит" [1], не имеющих центрального экранирования. Изготовление их, вообще говоря, сложно, но в малосветосильных системах, таких как солнечный телескоп, обычно удается рассчитать зеркала с небольшими отступлениями от сферы, которые нетрудно изготовить. Иногда в солнечном телескопе удается ограничиться сферической оптикой, как это сделано нами при создании крупнейшего в СССР башенного солнечного телескопа (БСТ) с главным зеркалом диаметром 0,9 м (рис. 5.23) [68, 82]. Оптическая схема его изображена на рис. 5.24; оптика фотогида и спектрографов не показана. Вся оптика изготовлена в 1972 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР из ситалла СО115М, нечувствительного к градиентам температуры и обеспечивающего высокое качество изображения Солнца. Технология обработки больших высокоточных зеркал из ситалла была нами освоена в 60-х годах [83]. Приведем параметры основной схемы этого телескопа с $f'_0 = 45{,}1$ м: $r_1 = -40{,}6$ м, $r_2 = -28$ м, $d = 12{,}6$ м. Диаметр главного зеркала 0,9 м, вторичного 0,35 м; зеркала сферические. Поле зрения системы $2\omega = 30'$; размеры пятна рассеяния порядка $0{,}5''$ по всему полю. Высота башни телескопа составляет 25 м; апертурная диафрагма расположена на расстоянии 20 м перед главным зеркалом. Целостат имеет плоские зеркала диаметром 1,1 и 1,2 м. Заменой вторичного зеркала и его удалением от главного можно получить систему с эквивалентным фокусным расстоянием $f'_0 = 70$ м, которая применяется сравнительно редко.

Наряду с БСТ в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР был построен и успешно работает и малый башенный солнечный телескоп (МБСТ). Его главное зеркало имеет диаметр 45 см, все зеркала его изготовлены из ситалла СО115М. Эксплуатация БСТ и МБСТ подтвердила целесообразность применения ситалла в наземных солнечных телескопах: в БСТ и МБСТ не заметны тепловые помехи, характерные для прежних солнечных телескопов со стеклянными зеркалами, – меняющиеся астигматизм и дефокусировка. Забегая вперед, заметим, что зеркала из ситалла успешно работали и в космическом солнечном телескопе "ОСТ-1", установленном на станции "Салют-4", в условиях нагрева до 80 °С и резких перепадов температуры.

В заключении заметим, что системы, описанные в этой главе, могут быть применены в коллиматорах, в осветительных приборах, в концентраторах лучистой энергии (например, в гамма-телескопах), антеннах радиотелескопов. Системы, в котроых используются зеркала с большими углами падения лучей на них, можно применить в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра. При этом можно использовать и некоторые "спутники", поскольку у них одно из зеркал работает в скользящем пучке лучей. В ультрафиолетовой области (например, при $\lambda < 1000$ Å) многие материалы имеют коэффициент отражения порядка 20–30% при нормальном падении лучей, поэтому обычная система будет иметь чрезмерно большие потери света. Если же одно из зеркал работает при малых углах падения, а второе – в скользящих пучках, то потери на отражение в системе могут быть приемлемыми, например, при наблюдениях ярких объектов, таких как Солнце.



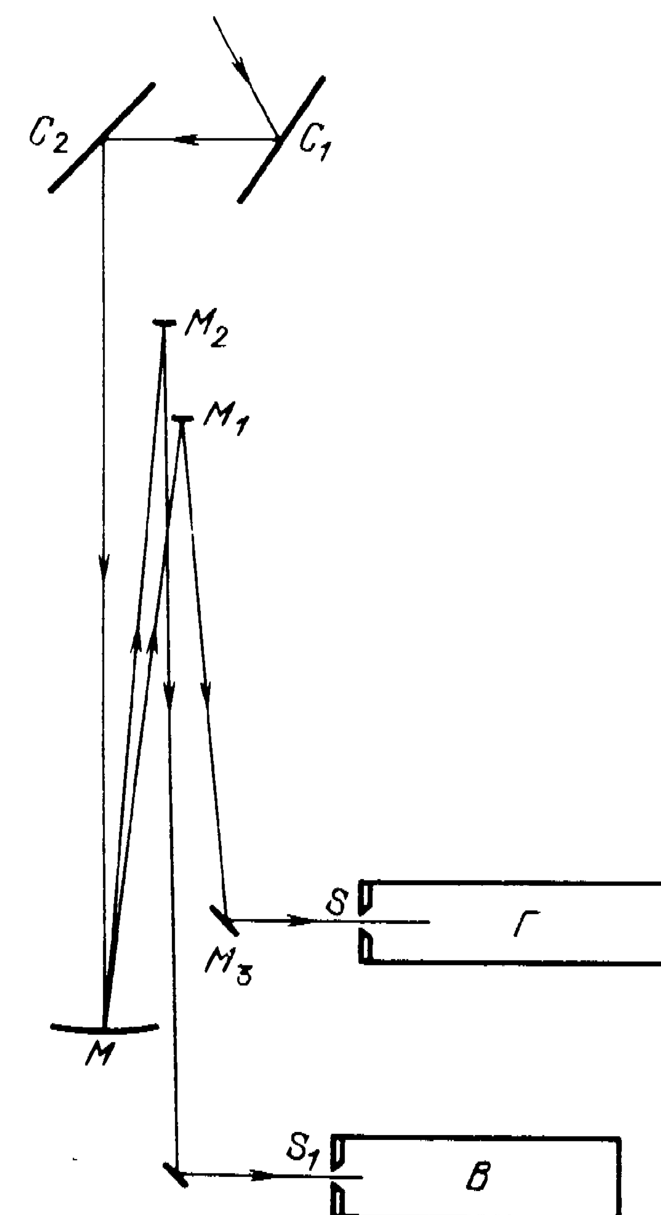


Рис. 5.23. Крупнейший в СССР солнечный телескоп

Рис. 5.24. Оптическая схема солнечного телескопа, изображенного на рис. 5.23: C_1 (D = 120 см) и C_2 (D = 110 см) – плоские зеркала целостата, M (D = 90 см) – главное зеркало; M_1 (D = 36 см) и M_2 (D = 30 см) – выпуклые кассегреновские зеркала (зеркало M_1 может быть отведено, если используется зеркало M_2); M_3 – плоское диагональное зеркало, S – входная щель горизонтального спектрографа Г, S_1 – входная щель вакуумного спектрографа B

Стигматические системы из двух зеркал могут быть преобразованы в трехзеркальные добавлением к ним отражающей поверхности Декарта, не вносящей сферической аберрации. Очевидно, полученная система также будет стигматичной. При необходимости можно исправить и кому этой системы, соответственно выбрав отступление от условия синусов в исходной системе. Большое число параметров в трехзеркальной системе позволит исправить и астигматизм.

Глава 6

ПРЕДФОКАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ ЗЕРКАЛ

6.1. Математические выражения для профилей зеркал

Наибольший интерес для астрономии представляют системы апланатические, т.е. свободные от сферической аберрации и комы. При небольшом угле поля зрения допустимо наличие комы, если она удовлетворяет допуску. Поэтому целесообразно рассмотреть не только апланатические, но и близкие к ним системы, обладающие комой. Давила и Саха [78] предложили использовать "обобщенное условие синусов", определяющее кому системы из двух зеркал; это условие имеет вид (при $f_0' = 1$)

$$y = \frac{2\,\mathrm{tg}\,\dfrac{\sigma'}{2}}{1 + t\cdot \mathrm{tg}^2\,\dfrac{\sigma'}{2}}, \qquad (6.1)$$

где t – параметр, определяющий величину комы, σ' – последний угол (см. рис. 5.1). При $t = 0$ получается выражение

$$y = 2\,\mathrm{tg}\,\frac{\sigma'}{2}, \qquad (6.2)$$

характерное для классической системы Кассегрена с параболическим главным зеркалом; при $t = 1$, очевидно, $y = \sin\sigma'$, т.е. получается условие синусов Аббе, определяющее исправление комы в стигматической системе. Используя условие (6.1), после преобразований найдем отступление ψ от условия синусов (см. (5.36))

$$\psi = \frac{1}{1 - \nu + t\nu} - 1 = \frac{1}{\cos^2\dfrac{\sigma'}{2} + t\sin^2\dfrac{\sigma'}{2}} - 1, \qquad (6.3)$$

где $\nu = \sin^2\dfrac{\sigma'}{2}$. Разлагая (6.3) в степенной ряд по степеням $\sin\sigma'$ и ограничиваясь первым членом разложения, получим приближенное выражение, пригодное при малых σ',

$$\psi \approx \frac{1-t}{4}\sin^2\sigma', \qquad (6.4)$$

где $\dfrac{1-t}{4}$ есть коэффициент комы, тождественный c_1, т.е. $c_1 = \dfrac{1-t}{4}$. Например, для системы Кассегрена (при $t = 0$) находим общеизвестное значение коэффициента комы $c_1 = 1/4$. Для апланатической системы, очевидно, $t = 1$, $c_1 = 0$. Подставляя значение ψ из (6.3) в общее решение (5.14),

получим точное выражение для профиля вторичного зеркала:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{-\nu}{d} + \frac{1-\nu}{s'}\left|\frac{\nu(d - td - 1) - d}{-d(1-\nu)}\right|^{1/(1+td)}, \qquad (6.5)$$

или, в декартовых координатах,

$$x_1 = \rho(1 - 2\nu), \qquad y_1 = 2\rho\sqrt{\nu(1-\nu)}. \qquad (6.6)$$

Для главного зеркала из (5.18), учитывая (6.5), находим после преобразований точное выражение

$$x = d - \frac{y^2}{4d} + s'\,\frac{\left|1 + \left(t + \dfrac{1}{d}\right)\dfrac{\nu}{1-\nu}\right|^{\frac{1+2td}{1+td}}}{\left(1 + \dfrac{t\nu}{1-\nu}\right)^2}, \qquad (6.7)$$

где y находим из (6.1), вводя параметр ν:

$$y = \frac{2\sqrt{\nu(1-\nu)}}{1 - \nu + t\nu}. \qquad (6.8)$$

Легко убедиться, что при $t = 1$ из (6.5) – (6.8) получаются известные [22] выражения для профилей зеркал апланатического телескопа. Можно показать также, что при $t = 0$ главное зеркало телескопа вырождается в параболоид, вторичное – в гиперболоид либо эллипсоид. Точные выражения (6.5) – (6.8) позволяют получить профили зеркал для весьма светосильных систем и систем с большими углами падения лучей на зеркала, пригодных для рентгеновских телескопов; они также дают возможность находить новые оптические системы, в частности системы, не имеющие параксиальной области, некоторые представители которых были рассмотрены выше. Задавая параметр t в границах от 0 до 2, получим системы со сравнительно небольшой комой (при малых ν поперечная кома может быть вычислена по [24, с. 118]), представляющие значительный практический интерес.

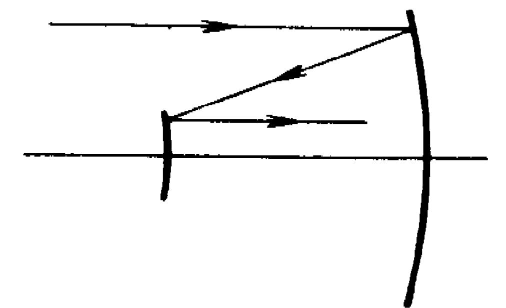


Рис. 6.1. Предфокальная система Мерсена

При малых ν по-прежнему можно аппроксимировать профили зеркал коническими сечениями, причем радиусы r_1, r_2 кривизны при вершинах и квадраты эксцентриситетов e_1^2, e_2^2 (при $f_0' = 1$) вычисляются по формулам

$$r_1 = \frac{2d}{M_1}, \qquad r_2 = \frac{2s'd}{N_1}; \qquad (6.9)$$

$$e_1^2 = 1 + \frac{2s'd^2t}{M_1^3}, \qquad e_2^2 = 1 + \frac{2d^2t}{N_1^3} - \frac{4M_1 d}{N_1^2}, \qquad (6.10)$$

где

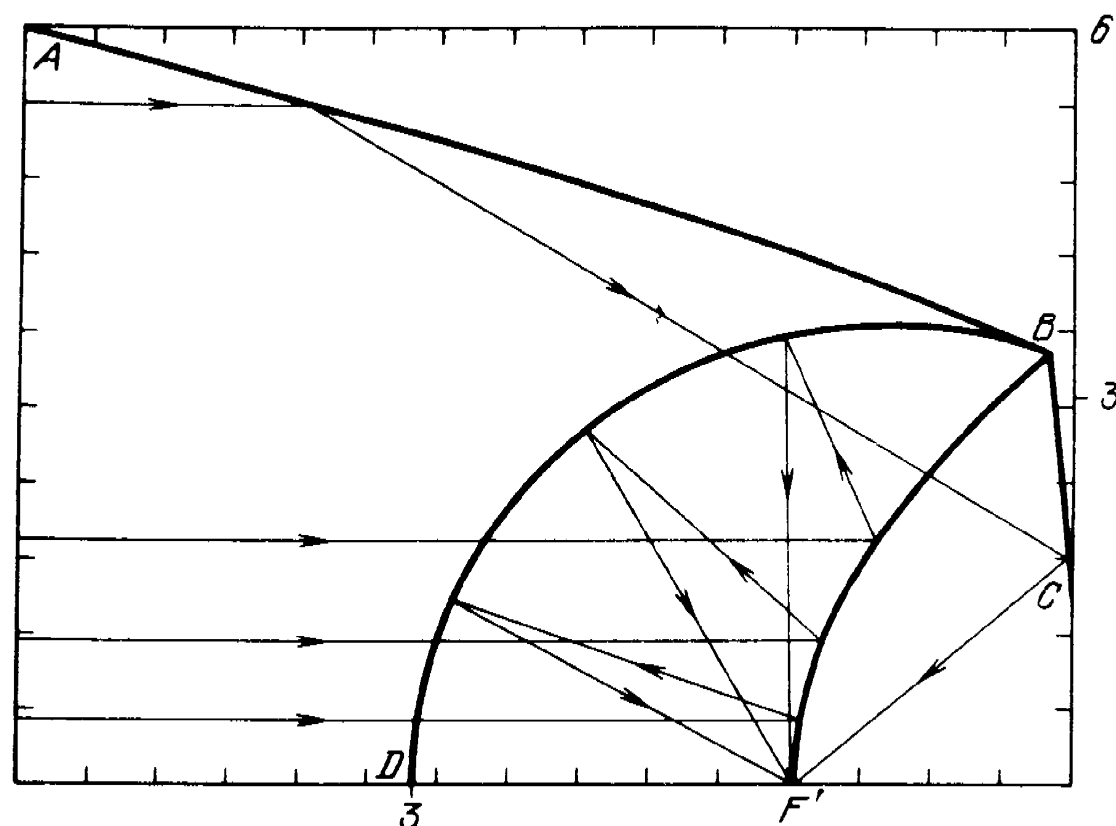
$$M_1 = 1 - s', \qquad N_1 = M_1 + d.$$

Заметим, что при $t = 0$ эти формулы являются не приближенными, а точными; при этом главное зеркало является параболоидом ($e_1^2 = 1$), вторичное зеркало при $s' < 1$ – гиперболоид ($e_1^2 > 1$), при $s' > 1$ – эллипсоид, поскольку $e_2^2 < 1$. В последнем случае (т.е. при $t = 0, s' > 1$) диаметр вторичного зеркала превышает диаметр главного зеркала.

Заметим, что если изображение находится на бесконечности, то методика, изложенная в этой и предыдущей главах, неприменима. Это так называемые телескопические системы, имеющие ограниченную область применения; из них наиболее известны системы Мерсена [1, 2], используемые в настоящее время для питания бесщелевых спектрографов. Системы Мерсена состоят из двух параболических зеркал (рис. 6.1); у них исправлены не только сферическая аберрация, но также кома и астигматизм. Заметим, что при больших ν и $t = 0$ классические системы, рассмотренные выше, преобразуются в новые; представление о некоторых из них дает рис. 6.2. На рис. 6.2 всюду принято $q = 0$, $d = -3$, $f'_0 = 1$. Практическое значение этих систем вследствие значительной комы невелико; исключением являются системы с малыми $|d|$ и с большими углами падения лучей на зеркала [22, с. 140], применяемые в рентгеновских телескопах.

Отметим, что форма зеркал при больших ν сильно зависит от t, а тем самым и от комы; пользуясь микрокалькулятором, по формулам (6.5) – (6.8) легко вычислить профили систем при различных t.

Наибольший интерес из них представляют системы с исправленной комой, т.е. апланатические ($t = 1$); ограничимся их рассмотрением.



Р и с. 6.2. Системы с параболическим главным зеркалом, вычисленные по (6.5) – (6.8) при $t = 0$, $d = -3$, $q = 0$, $f'_0 = 1$; одна система имеет выпуклое главное зеркало BF' и вогнутое эллипсоидальное BD; другая система имеет главное вогнутое зеркало BA и вторичное гиперболоидальное BC

6.2. Апланатические системы

Выражения (6.5) – (6.8) при $t = 1$, в сущности, совпадают с решением, полученным К. Шварцшильдом [25], а затем в другой форме А. Кретьеном [59]. Однако никто не изучил это решение. Мы восполним этот пробел и покажем, что выражения (6.5) – (6.8) наряду с известными системами [1, 2, 4, 6] (мы будем называть их классическими) описывают новые, неизвестные прежде системы. При умеренных относительных отверстиях вогнутого главного зеркала и малых ν обычно достаточно аппроксимировать зеркала коническими сечениями; при этом используются выражения (6.9) – (6.10) при $t = 1$ ($c_1 = 0$).

Астигматизм и кривизна поля в апланатической системе, вообще говоря, не исправлены. Как показал К. Шварцшильд [25], в первом приближении можно считать, что меридиональные фокусы тонких пучков находятся на поверхности с радиусом кривизны при вершине R_m ($f'_0 = 1$):

$$R_m = \frac{-1}{2(D' + 2C')}, \tag{6.11}$$

где

$$C' = \frac{2 + d}{4s'}, \qquad D' = \frac{d}{s'}\left(\frac{1}{4} - \frac{2}{r_1^2}\right).$$

Сагиттальные фокусы расположены на поверхности с радиусом R_s:

$$R_s = \frac{-1}{2D'}. \tag{6.12}$$

Поверхность наилучших изображений имеет радиус $R_н$:

$$R_н = \frac{-1}{2(D' + C')}. \tag{6.13}$$

Если астигматизм исправлен, то $R_m = R_s = R_н = R$ и изображение находится на поверхности Петцваля, радиус кривизны которой R.

6.2.1. Система Ричи – Кретьена и ее модификации. Системой Ричи – Кретьена называют апланатический аналог системы Кассегрена (см. рис. 5.1). Теория телескопа Ричи – Кретьена была разработана в 1922 г. А. Кретьеном [59], а опытный экземпляр телескопа с отверстием 0,5 м был изготовлен известным оптиком Дж. Ричи, активно пропагандировавшим новую систему; однако система Ричи – Кретьена получила широкое распространение только в последние годы, когда были построены четыре больших телескопа с диаметром главного зеркала около 4 м и несколько меньших телескопов с отверстиями 2 ÷ 2,5 м [84]. В США построен космический телескоп (КТ) с диаметром главного зеркала около 2,4 м, который также имеет схему Ричи – Кретьена [85, с. 149; 64]. Поэтому система представляет большой практический интерес; рассмотрим ее подробнее. Практика расчета систем Ричи – Кретьена показала, что при относительном отверстии главного зеркала до 1 : 3,5 и его диаметре порядка нескольких метров вполне допустимо использование зеркал, имеющих профиль конических сечений, эксцентриситеты которых определяются из (6.9), (6.10) при $t = 1,0$.

В ответственных случаях, например при расчете космического телескопа (проект США) с отверстием главного зеркала 1 : 2,3 при диаметре 2,4 м и допустимой волновой аберрации на оси $\frac{\lambda}{50}$ (λ = 5890 Å), для поверхностей системы лучше использовать точные выражения (t = 1) (6.5) – (6.8). Исследование показывает, что полезное поле зрения системы не превосходит 30′ – 40′ по диаметру при размерах пятна рассеивания ~ 1″ на краю поля. При повышенных требованиях к качеству изображения, как, например, в упомянутом выше космическом телескопе (КТ), полезное поле уменьшается в несколько раз. Относительное отверстие главного зеркала также влияет на угловые размеры пятна рассеивания, обусловленного астигматизмом, при заданном отверстии и фокусном расстоянии системы. На рис. 6.3 изображены кривые, представляющие зависимость между диаметром кружка наименьшего рассеивания δ' и углом ω для телескопов Ричи – Кретьена, имеющих различные относительные отверстия A главного зеркала и относительное отверстие всей системы 1 : 7,5 и более (как показывает исследование, эта зависимость имеет место и для менее светосильных систем).

Заметим, что в телескопах, применяемых на стратостатах и ИСЗ, часто оказывается необходимым производить гидирование, поворачивая вторичное зеркало на небольшой угол. Если поворот производится без смещения центра вторичного зеркала с оси главного, то система Ричи – Кретьена оказывается малопригодной (см. [22, с. 37]) и наилучшие результаты дает система Боттема – Вудруффа, описанная выше. Однако, как показано в [86], в апланатических телескопах существует "нейтральная" точка M на оси главного зеркала, вокруг которой можно поворачивать вторичное

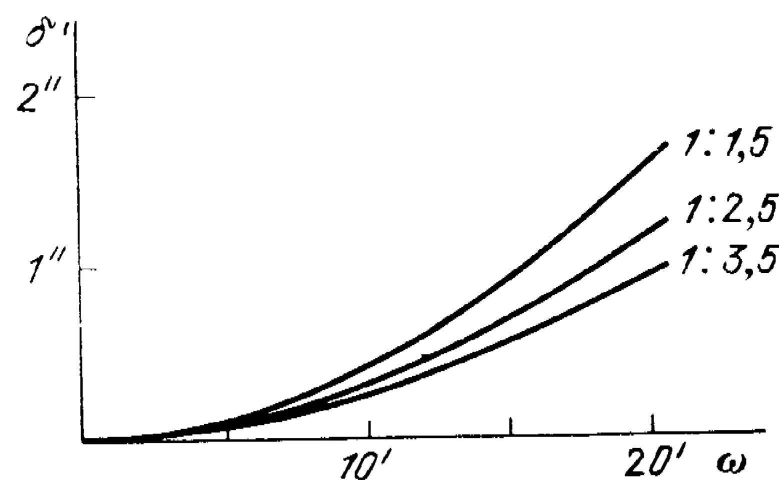


Рис. 6.3. Зависимость диаметра δ' пятна наименьшего рассеяния по полю в системах Ричи – Кретьена с различным относительным отверстием главного зеркала

зеркало, практически не ухудшая изображение на оси системы, и расстояние x'_M этой точки от вершины вторичного зеркала определяется приближенным выражением

$$x'_M = \frac{r_2}{1 + e_2^2\left(\frac{s' + s}{s' - s}\right)}, \qquad (6.14)$$

где s – расстояние фокуса главного зеркала от вершины вторичного зеркала. Обычно точка M находится слева ($x'_M < 0$) от вершины вторичного зеркала (см. рис. 5.1) на значительном расстоянии от него, что усложняет

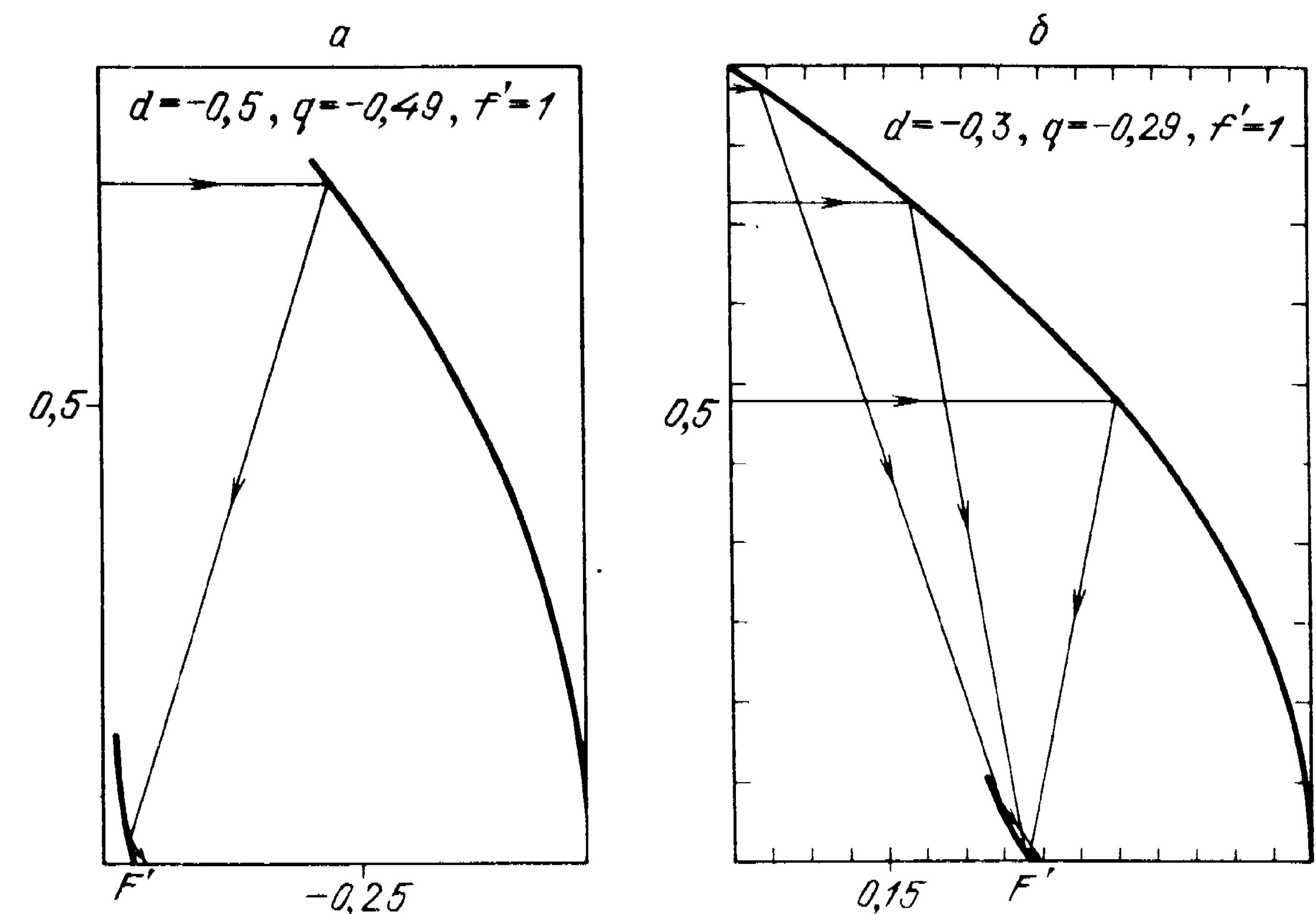


Рис. 6.4. Светосильные варианты системы Ричи – Кретьена: система со значительным расстоянием между зеркалами (*а*), система с большими углами падения лучей на зеркала (*б*)

конструкцию механизма качания по сравнению с системой Боттема – Вудруффа, но приводит к увеличению полезного поля зрения и допустимых углов гидирования.

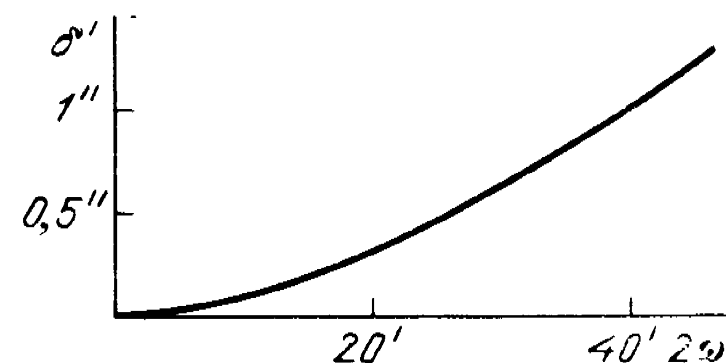
Выражение (6.14) является приближенным и получено из теории аберраций третьего порядка; более точных расчетов, насколько нам известно, не производилось, и реальность этого телескопа оставалась под вопросом. Мы изучили на ЭВМ эти системы; посредством точных расчетов хода лучей было изучено качество изображения в системах Ричи – Кретьена со вторичным зеркалом, повернутым вокруг нейтральной точки на различные углы. Один из вариантов системы был осуществлен и установлен на борту советской космической станции "Астрон"; эта система (ультрафиолетовый телескоп "УФТ") будет подробно описана в гл. 10. Таким образом, была доказана практическая ценность систем Ричи – Кретьена с поворотным вторичным зеркалом.

В ходе численного исследования выражений (6.5) – (6.8) мы нашли новые варианты систем Ричи – Кретьена, отличающиеся весьма малой длиной, высоким относительным отверстием и необычной формой вторичного зеркала. Примеры подобных систем изображены на рис. 6.4. Они получаются из формул (6.5) – (6.8) при малых $|d|$ и $s' \ll |d|$. Эти системы могут найти применение в светосильных телескопах, спектрографах, осветителях, антеннах радиотелескопов.

Системы Ричи – Кретьена с корректорами, исправляющими астигматизм, будут рассмотрены ниже.

Приведем наш расчет космического телескопа "УФТ". Он имеет главное зеркало диаметром D = 0,8 м. Это система Ричи – Кретьена с расстоянием между зеркалами d' = –1,9653 м при выносе фокуса q' = 0,4413 м и фокус-

ном расстоянии $f'_0 = 7{,}8612$ м. Сначала расчет производится для единичного фокусного расстояния $f'_0 = 1$, поэтому делим d' и q' на 7,8612 м. Получим $d = -0{,}25$, $q = 0{,}0561365$, затем находим соответствующее значение $s' = 0{,}306136$. Подставив эти значения d и s' в (6.9), (6.10) при $t = 1$, получим $r_1 = -0{,}720602$, $r_2 = -0{,}344853$; $e_1^2 = 1{,}1146$, $e_2^2 = 5{,}9536$. Радиусы кривизны R_m и R_s бесконечно тонких меридиональных и сагиттальных пучков находим из (6.11) и (6.12); поверхность наилучших изображений имеет радиус кривизны $R_н$, вычисляемый из (6.13). Получим $R_m = -0{,}0862$,

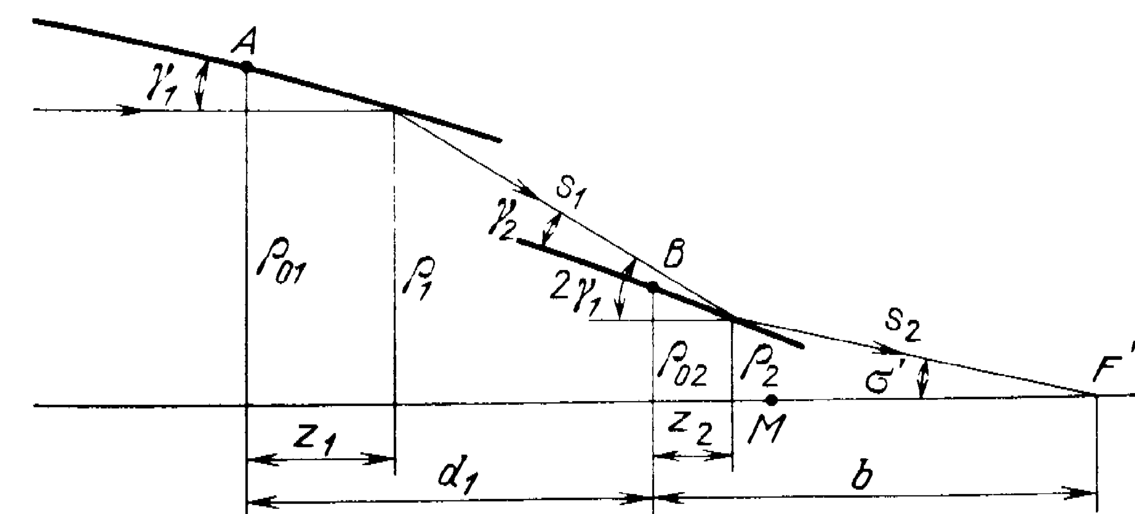


Р и с. 6.5. Зависимость диаметра δ' пятна наименьшего рассеяния по полю для советского космического телескопа УФТ ($D = 0{,}8$)

$R_s = -0{,}170$, $R_н = -0{,}1144$. Найденные значения $r_1, r_2, R_m, R_s, R_н$ относятся к системе с единичным фокусным расстоянием; для реальной системы их умножаем на $f'_0 = 7{,}8612$ м (эксцентриситеты, естественно, остаются без изменений): $r_1 = -5{,}6648$ м, $r_2 = -2{,}71096$ м; $R_m = -0{,}678$ м, $R_s = -1{,}337$ м, $R_н = -0{,}9$ м. Фокусное расстояние главного зеркала равно $r_1/2 = -2{,}8324$ м, следовательно, его относительное отверстие $A \approx 1:3{,}5$. При столь умеренном относительном отверстии главного зеркала достаточную точность дают формулы (6.9), (6.10). Действительно, расчет хода лучей показал, что остаточная сферическая аберрация и отступление от условия изопланатизма пренебрежимо малы. Зависимость диаметра δ' пятна наилучших изображений от угла поля зрения представлена на рис. 6.5; она получена из расчета хода лучей. Зная r_1, можно найти и расстояние s фокуса главного зеркала от вершины вторичного зеркала по очевидной формуле $s = \dfrac{r_1}{2} - d = -0{,}8671$ м, а затем и x'_M из (6.14): $x'_M = -0{,}713$ м.

Таким образом, точка качания M вторичного зеркала находится слева на значительном расстоянии от его вершины (рис. 5.1). Качания вторичного зеркала приводят к появлению аберраций, ухудшающих изображение. Оценить влияние этих аберраций можно путем расчета хода лучей.

6.2.2. Системы Корша. Системы Ричи – Кретьена при углах падения на главное зеркало порядка 45° вырождаются в новые системы; при малых s' они имеют вид, изображенный на рис. 6.4. При больших s' они напоминают систему Уолтера 2-го типа (рис. 6.6). Эти системы рассмотрены нами в [65]. В дальнейшем изучением подобных систем занимался Д. Корш [87, 88], поэтому назовем их системами Корша. Эти системы предполагается применить в космических телескопах для наблюдений в далекой ультрафиолетовой области, граничащей с рентгеновской [88, 89]. Д. Корш разработал специальную методику расчета [87] апланатических систем, основанную на применении дифференциальных уравнений; впрочем, его решение является известным [25] решением К. Шварцшильда, но выраженным через другие параметры. Приведем без вывода формулы Корша для профи-



Р и с. 6.6. Система Корша (по [87]); A, B – точки, равноотстоящие от краев первого и второго зеркал соответственно

лей зеркал системы (рис. 6.6). Система задается параметрами ρ_{01}, ρ_{02}; d_1, b, f'_0, затем находим $\sin\sigma'_0 = \dfrac{\rho_{01}}{f'_0}$ и ν_0; ν является текущим параметром. Для главного зеркала $\left(\nu = \sin^2\dfrac{\sigma'}{2},\ \nu_0 = \sin^2\dfrac{\sigma'_0}{2}\right)$

$$z_1 = c_0 - kf'_0 - \frac{f'_0}{4k}\nu_1 - Q_1\left(\frac{k-\nu}{k-\nu_0}\right)^{\frac{1-2k}{1-k}}\left(\frac{1-\nu}{1-\nu_0}\right)^{\frac{1}{1-k}}, \qquad (6.15)$$

где

$$Q_1 = c_0 - kf'_0 - \frac{f'_0\nu_{01}}{4k},$$

$$c_0 = \sqrt{(\rho_{01} - \rho_{02})^2 + d_1^2} + \sqrt{\rho_{02}^2 + b^2},$$

$$k = (c_0 - d_1 - b)/2f'_0, \quad \nu_1 = \sin^2\sigma', \quad \nu_{01} = \sin^2\sigma'_0.$$

Для вторичного зеркала

$$z_2 = \frac{b + f'_0(2\nu - 1)}{\dfrac{\nu}{k} + Q_2\left(\dfrac{k-\nu}{k-\nu_0}\right)^{1/(1-k)}\left(\dfrac{1-\nu}{1-\nu_0}\right)^{k/(k-1)}}, \qquad (6.16)$$

где

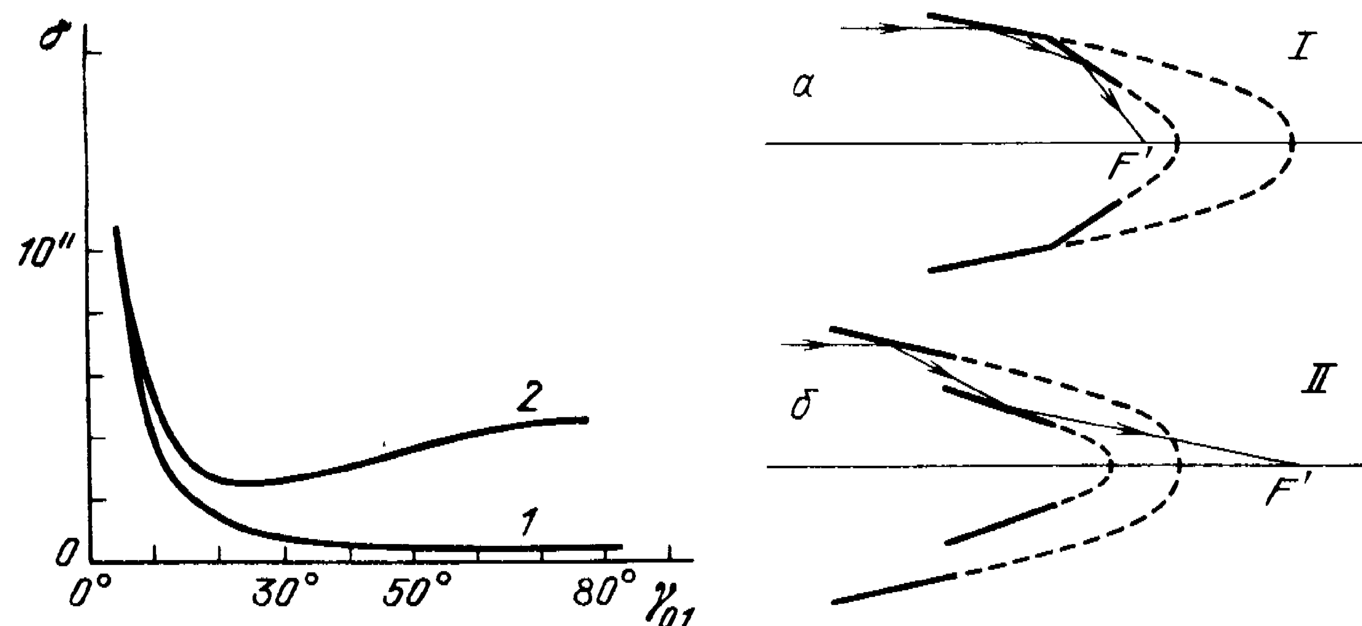
$$Q_2 = \frac{f'_0}{b} - \left(\frac{2f'_0}{b} + \frac{1}{k}\right)\nu_0,$$

f'_0 – фокусное расстояние системы. Углы скольжения γ_{01} и γ_{02} определяются формулами

$$\operatorname{tg} 2\gamma_{01} = \frac{\rho_{01} - \rho_{02}}{d_1}, \qquad \sigma'_0 = 2(\gamma_{01} + \gamma_{02}),$$

где γ_{01} и γ_{02} – углы скольжения γ_1 и γ_2 в точках A и B соответственно.

Углы γ_1 и γ_2 измеряются от луча к поверхности и положительны, если отсчитываются по часовой стрелке; ρ_{01}, ρ_{02} положительны, если располо-



Р и с. 6.7. Зависимость среднеквадратического размера δ пятна рассеяния от угла скольжения γ_{01} для апланатических систем (*1*) и систем с параболическим главным зеркалом (*2*) при ω = 0,003 радиана

Р и с. 6.8. Системы Уолтера I (*а*) и II типов (*б*)

жены над оптической осью; b положительно, если фокус справа. Д. Корш произвел сравнительный анализ семейства кассегреновского типа при изменении угла падения γ_{01} луча, проходящего через среднюю зону главного зеркала с радиусом ρ_{01} = 10 см; этот луч отражается от вторичного зеркала на зоне ρ_{02} = 3 см, а расстояние b изображения F' от этой зоны составляет 50 см. Изменяя угол γ_{01}, можно непрерывно изменять систему от классической системы Ричи – Кретьена, рассмотренной выше, до системы Корша, а затем и системы со скользящим падением лучей, напоминающей систему Уолтера 2-го типа. Результаты расчетов хода лучей представлены графически (рис. 6.7). На рис. 6.7 дано сравнение апланатических систем (кривая *1*) с эквивалентной системой (кривая *2*), имеющей параболическое главное зеркало. По вертикали отложен среднеквадратический размер δ пятна наименьшего рассеяния при угле наклона пучка к оси ω = 0,003 рад; по горизонтали – угол γ_{01}. Из рис. 6.7 ясно, что апланатическая система имеет лучшее качество коррекции, нежели система с неисправленной комой, но при скользящих углах ($\gamma_{01} < 25°$) это различие уменьшается. Д. Корш показал также, что кривизна поля возрастает при уменьшении угла γ_{01}, но остается небольшой при γ_{01} порядка 30°–50°. Нейтральная точка M при $\gamma_{01} \approx 45°$ расположена близко к вторичному зеркалу (см. рис. 6.6), а не вынесена наружу, как в системе Ричи – Кретьена, поэтому система малочувствительна к наклонам вторичного зеркала.

В [87] Д. Корш рассмотрел варианты апланатических систем с большими углами падения лучей на зеркала и показал, что укорачивающая система (типа Уолтер I – рис. 6.8, *а*) уступает по качеству изображения удлиняющей системе (типа Уолтер II – рис. 6.8, *б*).

Аберрации в системах с большими углами падения рассмотрены в [91, 22]. Система Корша благодаря ее компактности и возможности осуществлять гидирование путем наклонов вторичного зеркала представляет большой интерес как для наземных, так и космических телескопов будущего.

В большом космическом телескопе будущего [92] (с диаметром главного зеркала 8 м) предполагается применить систему Корша (с $\gamma_{01} \approx 45°$) либо обычную систему Ричи – Кретьена.

Систему Корша с углами скольжения от 8,6° до 13° и f_0' = 4,12 м и полем 5′ × 5′ предполагается применить на борту станции "Спейслэб" [84]. Длина телескопа 2,5 м. Система предназначена для наблюдений Солнца в спектральном диапазоне 90 – 1400 Å. Разрешение телескопа около 1″.

Недостаток системы Корша – необычная форма зеркал, затрудняющая изготовление.

6.2.3. Рассмотрение общего случая двухзеркальных предфокальных апланатических систем. Изучение точных формул предфокальной апланатической системы позволяет найти новые системы, представляющие интерес для практических применений (см. нашу работу [65]). Эти системы, как правило, не могут быть получены традиционными методами расчета оптических систем – применением формул параксиальной оптики с последующим использованием выражений для аберраций третьего порядка и уточнением полученного решения. Поэтому мы будем использовать точные выражения для меридиональных сечений (профилей) главного и вторичного зеркал (6.5) – (6.8) при t = 1. Сначала рассмотрим общие свойства профилей зеркал предфокальных систем, полученные из (6.5) – (6.8). Фокусное расстояние по-прежнему принимаем равным единице.

1. Максимальный диаметр главного зеркала равен двум, т.е. удвоенному фокусному расстоянию системы. Действительно, дифференцируя выражение для y (6.8) по ν и приравнивая производную нулю, получим

$$\frac{dy}{d\nu} = [\nu(1-\nu)]^{-1/2}(1-2\nu) = 0,$$

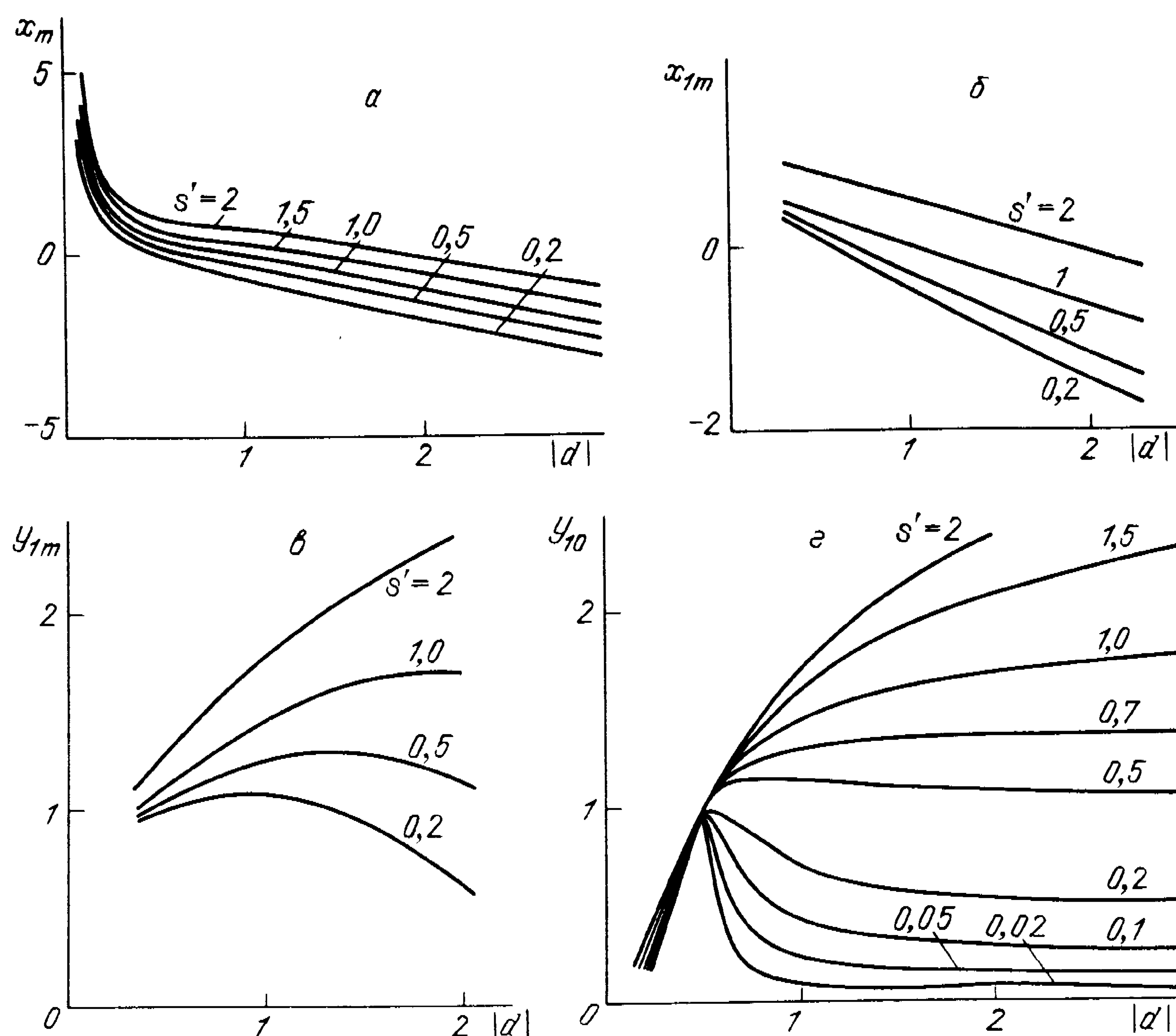
откуда находим

$$\nu = 1/2.$$

Исследование показало, что в этой точке функция $y(\nu)$ принимает максимальное значение, равное единице, а поэтому максимальный диаметр главного зеркала равен двум. Поскольку $\nu = \sin^2\frac{\sigma'}{2}$, при ν = 1/2 последний угол σ' принимает значение 90°. Поэтому предельно возможное относительное отверстие A системы не превышает 1 : 0,5.

2. Из выражения для y следует, что главное зеркало имеет пересечения с оптической осью в точках ν = 0 и ν = 1; абсциссы этих точек равны $x(0) = q$, $x(1) = d$ (при $|d| < 1$). Если $|d| \geqslant 1$, то $x(1) = \infty$ (при ν = 1 и $|d|$ = 1 получается неопределенность в (6.7), раскрывая которую, находим $x(1) = \infty$). Из (6.7) очевидно также, что главное зеркало имеет разрыв в точке $\nu = |d|$ ($x = \infty$), если $0{,}5 < |d| < 1$; ниже будет приведен пример подобной системы.

3. Поскольку $y_1 = \rho y$, вторичное зеркало также имеет точки пересечения с оптической осью при ν = 0 и ν = 1; абсциссы этих точек $x_1(0) = s'$, $x_1(1) = 0$ (при $|d| < 1$) и $x_1(1) = d$ (если $|d| \geqslant 1$). Из (6.6) ясно, что вторичное зеркало пересекается с осью ординат при ν = 1/2.



Р и с. 6.9. Зависимость абсциссы x_m точки максимума профиля главного зеркала от s' и d (y_m = 1) (*а*), зависимость абсциссы x_{1m} точки максимума вторичного зеркала от s' и $|d|$ (*б*), зависимость ординаты y_{1m} точки максимума профиля вторичного зеркала от s' и d (*в*), зависимость ординаты y_{10} точки пересечения вторичного зеркала с осью y от s' и d (*г*)

4. Численное исследование показало, что если $|d| < 0{,}5$, то при $\nu = |d|$ вторичное зеркало обычно имеет особенность, напоминающую точку возврата. В этой точке, как следует из (6.5), (6.6), $y_1 = y$, $\rho = 1$, $x_1 = x = 1 + 2d$.

Более полное представление о профилях зеркал можно получить из графиков на рис. 6.9. На рис. 6.9, *а* изображены зависимости абсциссы x_m точки главного зеркала с ординатой $y = 1$ как функции $|d|$ и s'. Очевидно, что при $|d| \to 0$ x_m резко возрастает, т.е. длина главного зеркала, а следовательно, и всей системы увеличивается. В области $0{,}6 < |d|$ зависимости x_m от $|d|$ почти линейные. На рис. 6.9, *б* и *в* даны зависимости абсциссы x_{1m} и ординаты y_{1m} точки максимума профиля вторичного зеркала от $|d|$ и s'. Очевидно, что зависимости x_{1m} от $|d|$ почти линейные, причем с увеличением $|d|$ абсцисса x_{1m} точки максимума смещается в сторону отрицательных значений. Из рис. 6.9, *в* следует, что зависимости y_{1m} от $|d|$ и s' нелинейные, причем высота максимума растет с увеличением s'. На рис. 6.9, *г* дана зависимость ординаты y_{10} точки пересечения вторичного

зеркала с осью y. Очевидно, что при $|d| = 0{,}5$ все кривые проходят через точку ($|d|$, $y_{10} = 1$), т.е. она является узлом.

Используя кривые рис. 6.9, а также свойства профилей зеркал, описанные выше, можно ориентировочно найти форму зеркала и габариты системы по заданным d и s', а затем при необходимости выполнять и точный расчет профилей зеркал. Перейдем к рассмотрению результатов численных исследований профилей главного и вторичного зеркал при различных значениях параметров d и q (или $s' = q - d$). Эти результаты опубликованы нами в [65]. При малых значениях $|d|$ (порядка 0,001–0,05) получаются системы с большими углами падения лучей на зеркала, пригодные для рентгеновских телескопов либо для далекого ультрафиолета. Это системы двух типов: 1) системы, состоящие из двух вогнутых (рис. 6.8, *а*) зеркал, – известные системы Циглера [52, с. 386]; 2) новые системы, состоящие из главного вогнутого и вторичного выпуклого зеркал, – системы Корша (рис. 6.6); при малых значениях ν они переходят в известную систему Ричи – Кретьена. Методика расчета рентгеновских систем разработана автором в [65] и [22]. При $|d| > 0{,}05$ получаются системы, изображенные на рис. 6.10 (всюду изображена часть системы при $y > 0$, поскольку x – ось симметрии). Для каждого значения d просчитывалось несколько вариантов с различными q.

Из рис. 6.10, *а* ($d = -0{,}1$, $q = 0{,}1$) следует, что главное зеркало *1* и *3* напоминает параболу, а вторичное зеркало состоит из двух ветвей *2* и *4*, соединяющихся в точке A, лежащей на главном зеркале. При этом часть *1* главного зеркала, расположенная справа от A, отражает лучи на нижнюю ветвь кривой *2*, изображающей вторичное зеркало, – при малых σ' это известная классическая система Ричи – Кретьена; часть главного зеркала *3*, расположенная слева от A, в сочетании со второй ветвью *4* вторичного зеркала образует новую систему, не имеющую параксиальной области. Для отличия от основной (классической) системы, которой принадлежит ветвь *2*, новую систему назовем побочной системой. Кривая *5* на рис. 6.10, *а* является главным зеркалом другой новой системы – это "спутник" ("спутники" появляются в области $0{,}5 < \nu \leqslant 1$); вторичное зеркало "спутника" мало и практически совпадает с точкой F' на рис. 6.10, *а*. На рис. 6.10 и последующих показан также ход трех лучей. На рис. 6.10, *б* (обозначения на нем те же, что и на рис. 6.10, *а*) и рис. 6.10, *в* изображены системы, имеющие прежнее значение $d = -0{,}1$, но $q = 0$ и $q = -0{,}09$ соответственно. Очевидно, что с уменьшением q ветви вторичного и главного зеркал сближаются. Область $0{,}5 \leqslant \nu \leqslant 1$ не представляет интереса при малых значениях $|d|$ и q, так как вторичное зеркало практически вырождается в точку.

На рис. 6.10, *г*, *д* ($d = -0{,}25$ всюду) можно проследить эволюцию основной и побочной систем, а также "спутника". Основная система на рис. 6.10,*г* ($d = -0{,}25$, $q = 0{,}5$) является так называемым "кольцевым" телескопом, имеющим вогнутое главное зеркало *1*, планоидное вторичное зеркало *2*; основная система на рис. 6.10, *д* ($d = -0{,}25$, $q = 0{,}25$) – это система Ричи – Кретьена. Из выражений (6.9) для радиусов кривизн зеркал следует, что при $d = -0{,}25$ и $q > 0{,}5$ вторичное зеркало основной системы вогнутое. На рис. 6.10, *г*, *д* имеется особая точка A, разделяющая основную и побоч-

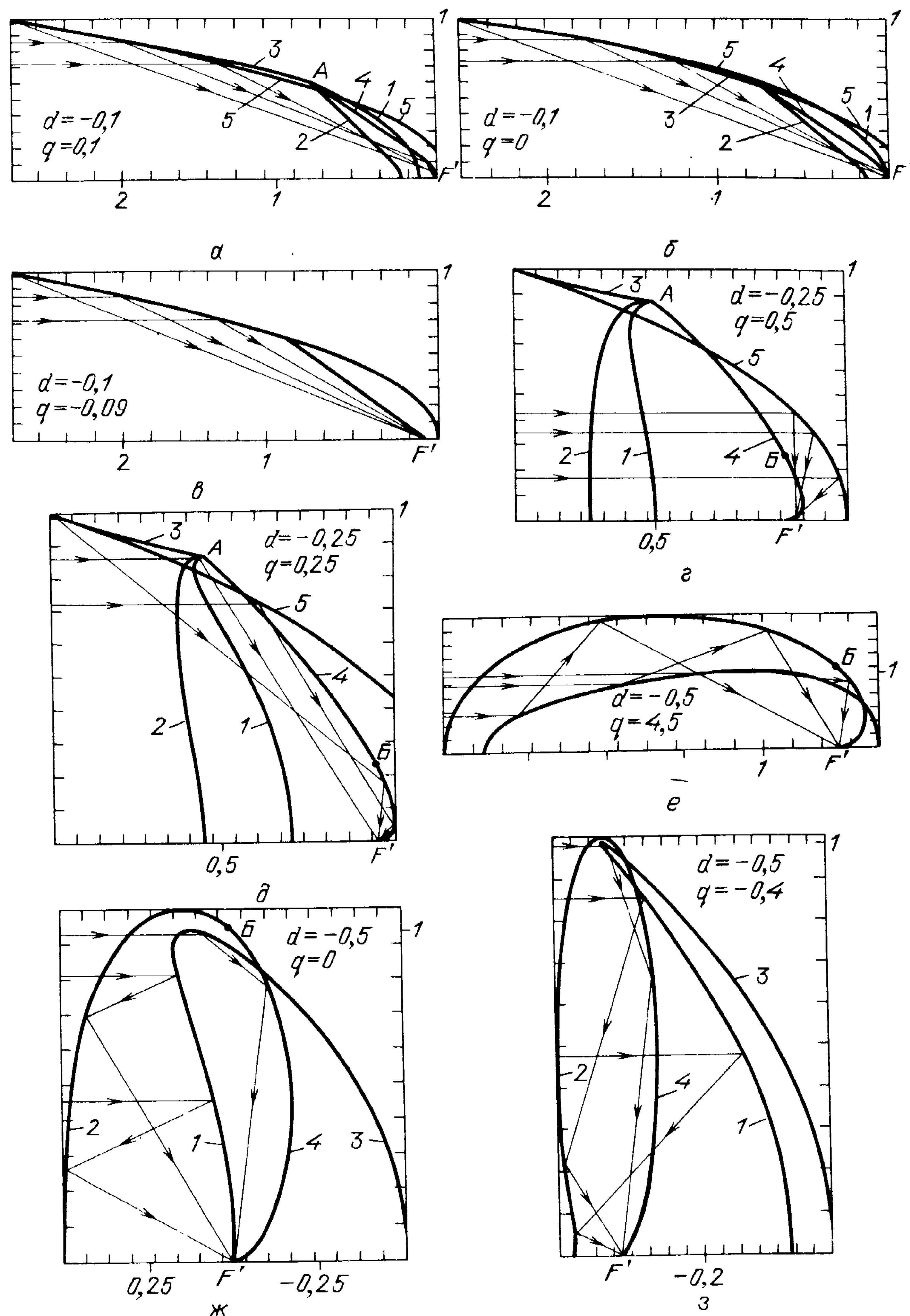


Рис. 6.10. Апланатические предфокальные системы: системы при малых $|d|$ и q (*а*), системы при малых $|d|$ и $q = 0$ (*б*), системы при малом $|d|$ и отрицательном q (*в*), основная система, побочная и "спутник" (*г*), основная система, побочная система и "спутник" (*д*), системы с большими углами падения лучей на зеркала (*е*), основная система и "спутник (*ж*), основная система и "спутник" (*з*)

ную системы; главное зеркало побочной системы обозначено цифрой *3*, вторичное – цифрой *4*. Главное зеркало *3* побочной системы при $y = 1$ имеет общую точку с главным зеркалом *5* "спутника". Вторичным зеркалом "спутника" является отрезок кривой $БF'$. Вторичное зеркало "спутников" имеет особенность в точке F' (узел).

На рис. 6.10, *е–з* изображены системы с $d = -0{,}5$; обозначения: *1* – главное, *2* – вторичное зеркала основной системы, *3* и *4* – главное и вторичное зеркала "спутника". Очевидно, что как главное, так и вторичное зеркала не имеют особых точек (за исключением точек на оптической оси); побочная система отсутствует всюду; основная система при больших апертурных углах имеет необычный вид: 1) на рис. 6.10, *е* ($q = 4{,}5$) она имеет большую длину и большие углы падения на зеркала, причем исследование показало, что при еще бо́льших значениях q эти особенности усугубляются; 2) при отрицательных значениях q (рис. 6.10, *з*, $q = -0{,}4$) вторичное зеркало имеет профиль, напоминающий профиль линзы системы Шмидта, а система оказывается весьма короткой.

Новые системы, "спутники", по-прежнему состоят из главного зеркала, по форме напоминающего параболоид (начало главного зеркала "спутника" находится в точке максимума A; ее ордината $y = 1$), и вторичного вогнутого зеркала с особой точкой F'. Точка $Б$ с нулевой абсциссой является границей между вторичным зеркалом основной системы и вторичным зеркалом "спутника". Очевидно, что длина "спутника" тем больше, чем больше q.

Переходя к области $0{,}5 < |d| < 1$, следует иметь в виду, что, как следует из выражения (6.7) для $x(\nu)$, при $\nu = -d$, $x = \infty$, т.е. главное зеркало "спутника" имеет разрыв (рис. 6.11, *а*). На рис. 6.11, *а* представлены зер-

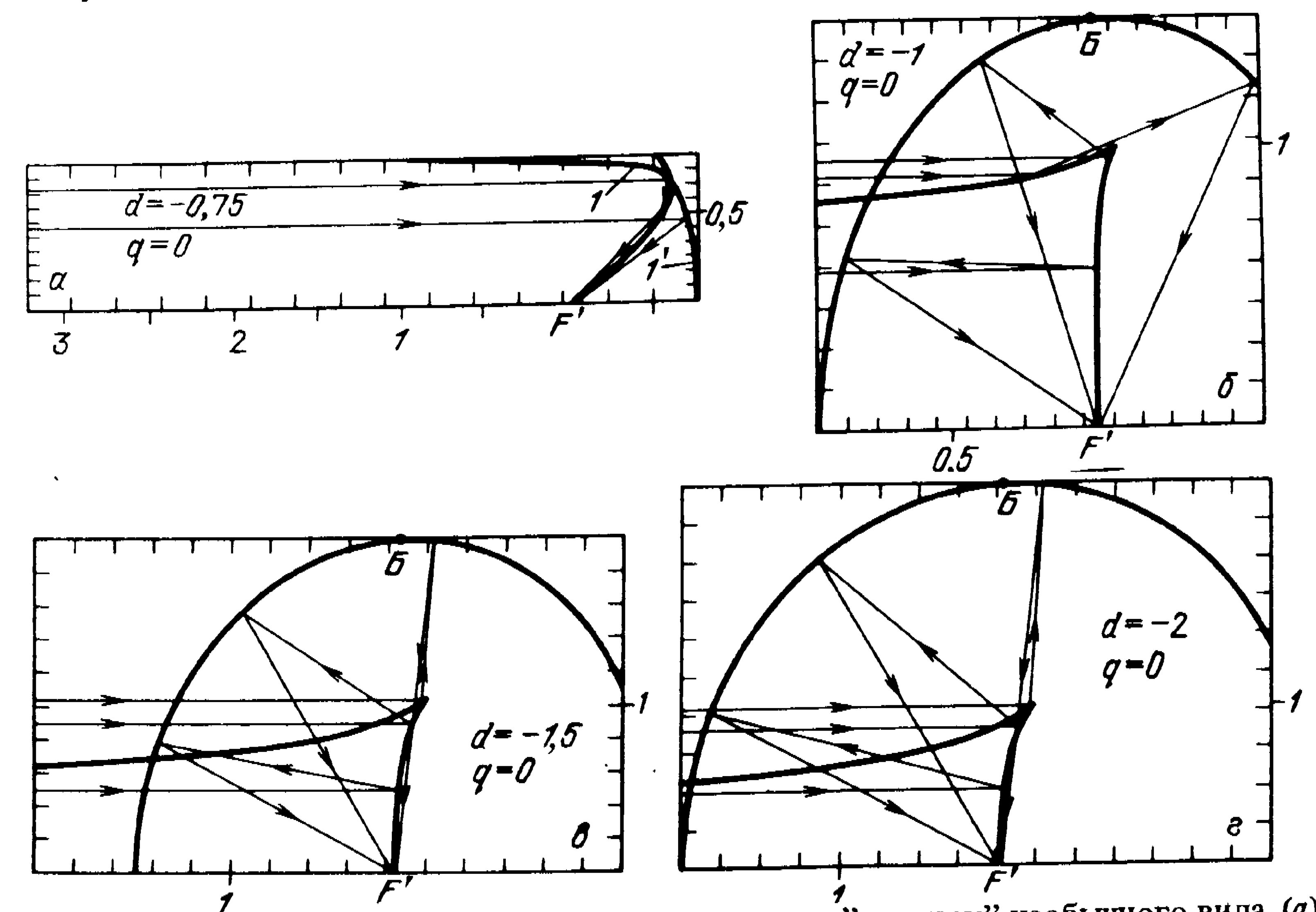


Рис. 6.11. Апланатические предфокальные системы: "спутник" необычного вида (*а*), "зеркальный Райт" и его "спутник" (*б*), основная система и "спутник" (*в*), анастигмат и его "спутник" (*г*)

кала "спутника" при $d = -0{,}75$, $q = 0$; главное зеркало (обозначено *1* и *1'*) имеет разрыв при $y \approx 0{,}866025$; основная система, напоминающая зеркальный аналог системы Райта, не показана. Подобные системы, по-видимому, не имеют практического интереса, а потому подробно рассматривать их мы не будем.

Из (6.7) следует, что при $|d| \geqslant 1$ главное зеркало "спутника" имеет бесконечный разрыв при $\nu = 1$. Случай, когда $d = -1$, $q = 0$, изображен на рис. 6.11, *б*. Основной системой в этом случае является "зеркальный Райт", т.е. зеркальный аналог системы Райта с главным зеркалом, имеющим форму планоида. Побочная система по-прежнему отсутствует; главное зеркало "спутника" резко изменило форму – его вершина (при $\nu = 1$) находится на бесконечности, т.е. $x(1) = \infty$. Очевидно, параксиальная область "спутника" отсутствует. Изменяя значение параметра q, можно получить и различные варианты (частные решения) этой системы, но ничего нового при этом нет, а потому мы их не рассматриваем. Системы с $d = -1{,}5$ и $d = -2$ изображены на рис. 6.11, *в* и *г* соответственно; они весьма похожи на системы, представленные на рис. 6.11, *б*; диаметр вторичного зеркала растет с увеличением $|d|$. При $d = -2$ основная система имеет исправленный астигматизм, а потому этот случай будет подробнее изучен ниже, в разделе об анастигматах.

6.2.4. "Спутники" с вынесенной фокальной поверхностью. Мы видели, что при $|d| \geqslant 1$ главное зеркало "спутника" имеет форму воронки, вершина которой находится на бесконечности. Ордината y главного зеркала принимает максимальное значение, равное единице, в точке возврата. Исследование показало, что форма кривой вблизи точки возврата, а тем самым и вид системы, значительно изменяется, если s' мало. Действительно, из (6.3) следует, что если $s' \approx 0$, то

$$x - d \approx \frac{-y^2}{4d}. \qquad (6.17)$$

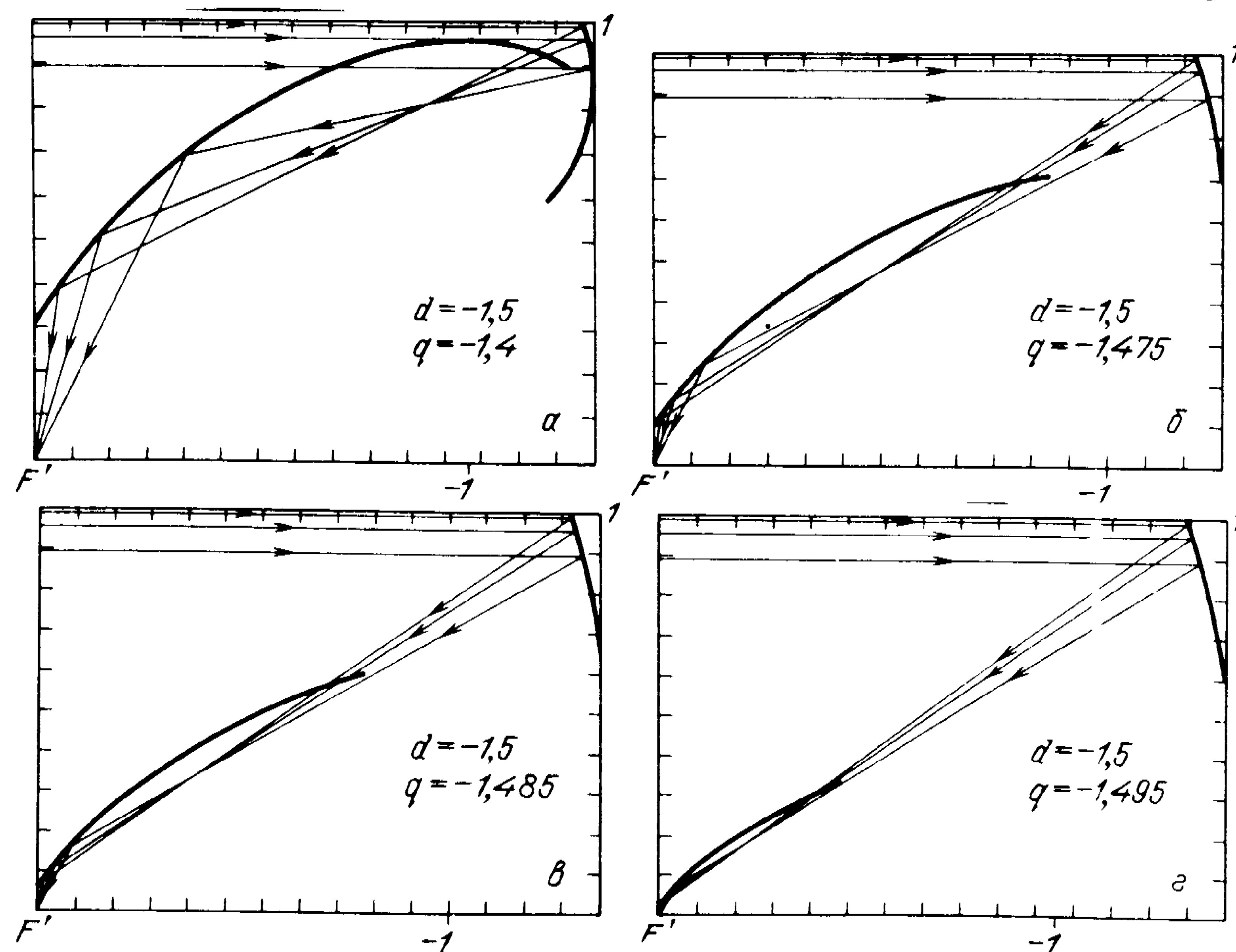


Рис. 6.12. "Спутники" с вынесенной фокальной поверхностью: показана эволюция (*а–г*) системы с $d = -1{,}5$ при изменении q от $-1{,}4$ до $-1{,}495$ (световой диаметр вторичного зеркала уменьшается). На рис. *а* обратить внимание на часть вторичного зеркала вблизи точки максимума – в сочетании с нижней частью главного зеркала получается еще одна система

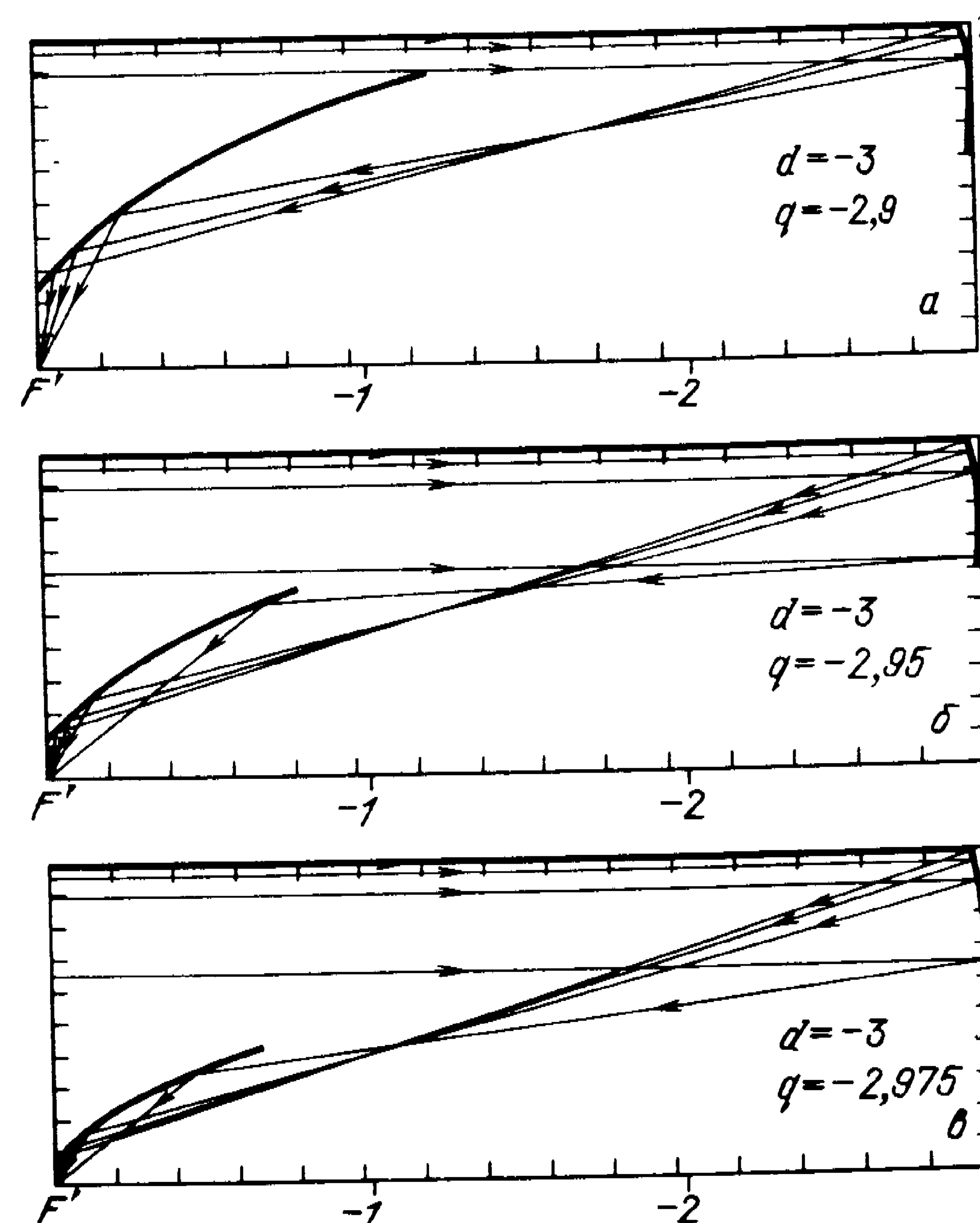


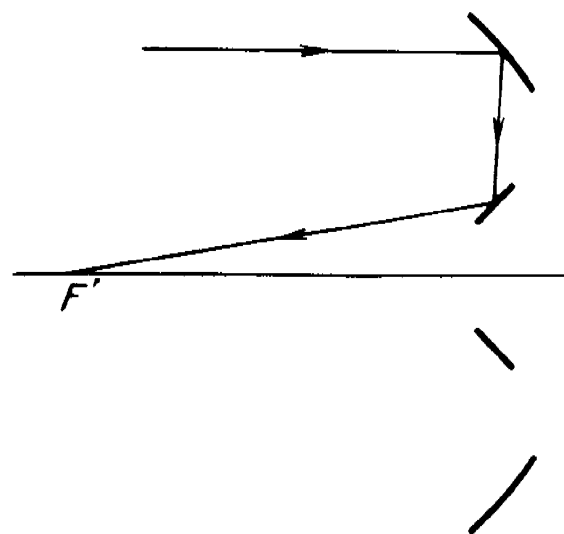
Рис. 6.13. "Спутники" с вынесенной фокальной поверхностью: изображена эволюция (*а–в*) системы с $d = -3$ при изменении q от $-2{,}9$ до $-2{,}975$; обратить внимание на увеличение полезной площади главного зеркала при уменьшении диаметра вторичного зеркала

Иными словами, главное зеркало принимает приблизительно параболическую форму; это справедливо для любой системы, в том числе и для спутника; очевидно, что чем меньше s', тем ближе главное зеркало к параболоиду. На рис. 6.12 изображены "спутники" с $d = -1{,}5$ и различными s' ($s' = 0{,}1$, $s' = 0{,}025$, $s' = 0{,}015$, $s' = 0{,}005$ соответственно). На рисунках даны участки зеркал, представляющие наибольший практический интерес, и ход лучей в этих системах. Система, изображенная на рис. 6.12, *а*, очевидно, обладает чрезмерно большим экранированием и значительными размерами вторичного зеркала. Фокальная поверхность легко доступна, что является ценным свойством всех систем, рассматриваемых в этом разделе. Переходя к системам, изображенным на рис. 6.12, *б–г*, замечаем, что как экранирование, так и размеры вторичных зеркал этих систем уменьшаются с уменьшением s' и вполне приемлемы для практики. Системы с $d = -2$ будут рассмотрены в главе об анастигматах; рассмотрим (рис. 6.13) еще системы с $d = -3$ и малыми значениями параметра s' ($s' = 0{,}1$; $0{,}05$; $0{,}025$ соответственно). Система на рис. 6.13, *а* имеет большие потери света на экранирование; кривизна главного зеркала весьма мала, и оно напоминает планоидное зеркало системы "зеркальный Шмидт". По-видимому, можно заменить это зеркало линзой с одной или двумя асферическими поверхностями, аналогичной линзе в классической системе Шмидта. Разумеется, форма поверхностей линзы должна быть выбрана так, чтобы ход лучей в системе по возможности не изменился; тогда система по-прежнему будет апланатичной; конечно, линза внесет хроматические аберрации,

но при необходимости их можно уменьшить, склеивая линзу из стекол с одинаковым показателем преломления для средней длины волны света из используемого диапазона спектра, но с различными дисперсиями. Эта система будет иметь внешний фокус, удобный для работы с громоздкими светоприемниками.

Системы, изображенные на рис. 6.13, *б* и *в*, имеют приемлемые размеры вторичного зеркала и умеренное экранирование, а поэтому представляют значительный практический интерес.

При дальнейшем уменьшении s' вторичное зеркало также уменьшается, в пределе вырождаясь в точку. Заметим, что зеркала "спутников", имеющие зачастую необычную форму, сильно отличающуюся от сферической, могут быть с успехом изготовлены из металла по новой технологии [93]. Она заключается в обработке заготовки алмазным резцом, причем полученная поверхность, как правило, не требует дополнительной обработки и только в специальных случаях, например при изготовлении зеркал для рентгеновских систем, производится дополнительная полировка поверхности. Алмазной обработке поддаются алюминий, медь, никель, золото, германий и другие материалы, причем алюминий после алмазной обработки имеет коэффициент отражения порядка 90% и обычно не требует нанесения отражающего покрытия. Точность полученных зеркал определяется точностью используемого станка (обычно это станок с программным управлением); обычно погрешности поверхности не превышают



Р и с. 6.14. Оптическая схема космического телескопа "ТАТ", проектируемого в США (D = 100 м)

0,1–1,0 мкм; иными словами, эта точность достаточна для инфракрасных систем, а в ряде случаев – и для видимой области спектра. Зеркала, полученные этим методом, значительно дешевле, поскольку процесс их изготовления занимает значительно меньше времени, нежели изготовление традиционных стеклянных зеркал.

Дальнейшее развитие новые системы – "спутники" – получили за рубежом; в частности, предполагается применить подобную систему в космическом телескопе "ТАТ" с диаметром главного зеркала 100 м [92] (рис. 6.14).

6.2.5. Система Шварцшильда. Эта система была предложена К. Шварцшильдом в 1905 г. и является одной из первых апланатических систем из двух зеркал (рис. 6.15). В этой системе, состоящей из двух вогнутых асферических зеркал, К. Шварцшильд исправил сферическую аберрацию, кому и кривизну поля, что позволяет использовать светоприемник с плоской

поверхностью. Однако астигматизм в системе Шварцшильда остался неисправленным, а потому и ограничивал размеры полезного поля. Практика показала, что профили зеркал апланатического телескопа Шварцшильда или Ричи – Кретьена хорошо аппроксимируются выражениями, которые могут быть получены из точных формул (6.5) – (6.8) посредством разложения в степенные ряды ($f_0' = 1 = t$); для главного зеркала:

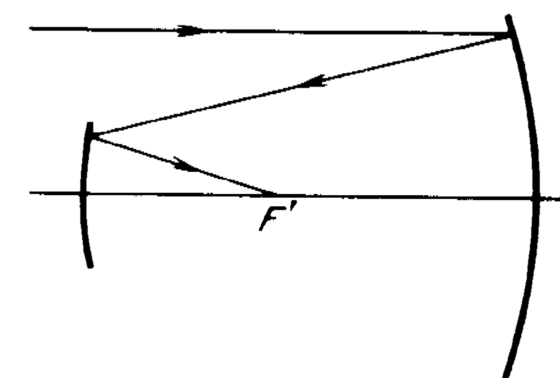
$$x = q + \frac{s'-1}{4d}y^2 + \frac{s'}{32d}y^4 + \frac{(4d-1)s'}{384d^2}y^6 + \frac{(2-11d+30d^2)s'}{6144d^3}y^8 + \ldots, \quad (6.18)$$

для вторичного зеркала:

$$x_1 = s' + \left(\frac{s'-1}{d} - 1\right)\frac{y_1^2}{4s'} + \left[\frac{(s'-1)^2}{d} + \frac{1}{2} - s'\right]\frac{y_1^4}{16s'^3 d} + \ldots \quad (6.19)$$

Во многих случаях можно применять и аппроксимацию зеркал коникоидами, эксцентриситеты которых и радиусы кривизны при вершинах находят по формулам (6.9), (6.10). Астигматизм системы Шварцшильда можно найти по формулам (6.11), (6.12). Полезное поле зрения систем Шварцшильда обычно составляет 1,5° – 3°. Недостатками этих систем являются значительная длина, превосходящая фокусное расстояние, большие потери света на экранирование вторичным зеркалом и наличие двух асферических зеркал, что затрудняет изготовление.

Согласно Д.Д. Максутову [2] возможны в принципе системы типа Шварцшильда (т.е. предфокальные удлиняющие системы), у которых вторичное зеркало имеет простую для изготовления сферическую форму.



Р и с. 6.15. Оптическая схема системы Шварцшильда

Рассмотрим подробнее эти перспективные системы. Из (6.10) при $f_0' = 1$ из второй формулы, приняв $e_2 = 0$ (сферическое вторичное зеркало), находим кубическое уравнение, связывающее s' и d,

$$t_1^3 - dt_1^2 - d^2 t_1 + 2d^2 + d^3 = 0,$$

где $t_1 = 1 - s'$. Считая t_1 неизвестным, находим дискриминант Δ этого уравнения:

$$\Delta = d^4 + \frac{16}{27}d^5.$$

Как известно, число действительных корней зависит от знака дискриминанта, а именно:

1) при $\Delta \geqslant 0$ уравнение имеет один действительный корень;
2) при $\Delta < 0$ имеются три действительных различных корня.

Таблица 6.1

Конструктивные элементы апланатических двухзеркальных систем со вторичным зеркалом сферической формы

Номер системы	s'	r_1	r_2	d	e_1^2	R_m	R_s
1	0,85848	−26,427	1,85753	−1,87	2119,2	1,08	0,928
2	−0,04942	−3,5639	−0,22525	−1,87	0,70093	–	–
3	4,0609	1,2218	3,0801	−1,87	0,00968	−0,965	−0,996
4	0,82086	−20,543	1,8188	−1,84	967,84	1,10	0,909
5	−0,00118	−3,6756	−0,00518	−1,84	0,99203	–	–
6	4,0203	1,2184	3,0440	−1,84	0,01198	0,957	0,995
7	0,78001	−16,455	1,77586	−1,81	481,06	1,133	0,888
8	0,05037	−3,81202	0,21194	−1,81	1,3854	0,232	0,123
9	3,9796	1,2149	3,0078	−1,81	0,01429	−0,949	−0,994
10	0,73448	−13,408	1,7265	−1,78	249,65	1,165	0,863
11	0,10669	−3,9852	0,42836	−1,78	1,9484	0,481	0,241
12	3,9388	1,21197	2,97155	−1,78	0,01663	−0,942	0,995
13	0,68147	−10,988	1,66621	−1,75	130,15	1,201	0,834
14	0,17059	−4,2198	0,64856	−1,75	2,8312	0,735	0,354
15	3,8979	1,20775	2,9352	−1,75	0,018997	−0,933	−0,993
16	0,61383	−8,9080	1,5831	−1,72	64,068	1,244	0,793
17	0,24919	−4,5817	0,88445	−1,72	4,4835	0,987	0,468
18	3,857	1,20407	2,8989	−1,72	0,021385	−0,925	−0,992
19	0,48708	−6,5896	1,39865	−1,69	21,618	1,284	0,706
20	0,387	−5,51385	1,21454	−1,69	10,597	1,237	0,621
21	3,8159	1,20031	2,8624	−1,69	0,0238	−0,917	−0,991
22	мнимые корни			−1,66			
23	мнимые корни			−1,66			
24	3,7748	1,19649	2,8259	−1,66	0,02624	−0,909	−0,991

Таблица 6.2

Конструктивные элементы осуществленной метеорной системы, имеющей схему Шварцшильда (D = 1000 мм; A = 1 : 1,78; s' = 715,3 мм)

r, мм	d, мм	e_1^2	r, мм	s', мм	e_2^2
−9920,0	−2965,0	12,463	2230,0	715,3	0,0

Исследование показало, что значение $d = -27/16 \approx -1{,}6875$ является границей области, где имеются три действительных корня (т.е. три варианта систем), и области, содержащей один корень (одну систему). Это иллюстрируется табл. 6.1, где даны значения d, s', r_1, r_2, e_1^2, R_m, R_s для восьми равноотстоящих значений d от −1,87 до −1,66. Из табл. 6.1 следует, что для $-1{,}87 \leqslant d \leqslant -1{,}69$ каждому значению d соответствуют три действительных различных корня, следовательно, три системы. При $d \gtrsim -1{,}69$ каждому значению d соответствует один действительный корень. Системы, соответствующие третьему корню (№ 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21, 24), напоминают систему Боуэна [20, с. 24] – они имеют большие габариты (диаметр вторичного зеркала в несколько раз больше диаметра входного зрачка). Системы № 2 и 5 имеют мнимое изображение ($s' < 0$). Системы типа Шварцшильда № 1, 4, 7, 10, 13, 16 имеют чрезмерно большое экранирование света вторичным зеркалом, а потому непрактичны; впрочем, они могли бы быть использованы в телескопах, имеющих кольцеобразный входной зрачок наподобие телескопа "ТАТ", проектируемого НАСА [92] (рис. 6.14). Практический интерес представляют системы № 8, 11, 14, 17 и 20, что отвечает изменению d в пределах от −1,69 до −1,81. Из табл. 6.1 следует, что кривизна поля этих систем уменьшается с уменьшением $|d|$, достигая минимального значения у системы № 20. Эта система была "доведена" на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы для фокусного расстояния $f_0' = 1780$ мм и $D = 1000$ мм; ее параметры даны в табл. 6.2 [94].

Диаметр вторичного зеркала около 450 мм; полезное поле зрения $2\omega = 2{,}5°$. Кривизна поля умеренная ($R_н$ = 1470 мм), поэтому возможно применение ЭОП типа УМ-92 без линзы, исправляющей кривизну поля. Система была успешно изготовлена в мастерских КрАО; начальная доводка и контроль гиперболического главного зеркала проводились с линзовым корректором, установленным вблизи центра кривизны зеркала, затем было изготовлено сферическое вторичное зеркало и произведена доводка главного зеркала в автоколлимационной схеме с плоским зеркалом. Зеркала системы изготовлены из ситалла СО115М. Система предназначена для наблюдений телескопических метеоров и их следов, комет и ИСЗ с помощью ЭОП и телевизионной техники. Очевидно, аналогичные системы можно применять и в космосе; за рубежом на ИСЗ "ОАО-2" применялись четыре одинаковых телескопа системы Шварцшильда с главным зеркалом диаметром 32 см (гиперболоид) и вторичным эллипсоидальным зеркалом диаметром 16 см. Система имеет $A = 1:2{,}07$ и $f_0' = 62$ см; поле зрения плоское; $2\omega = 2{,}8°$. Изображение регистрировалось телевизионной трубкой "Увикон" в ультрафиолетовой области спектра с эффективными длинами волн 2600, 2300, 1500 и 1400 Å; возможны наблюдения звезд до 8-й звездной величины с целью получения карт звездного неба. Телескопы успешно работали в космосе в течение четырех лет. А. Кудер [95] предложил модифицированную систему Шварцшильда, исправив в ней астигматизм ценой значительного увеличения длины системы; расстояние между зеркалами по абсолютной величине вдвое превышает ее фокусное расстояние, а кривизна поля обычно значительна.

Недостатками систем Шварцшильда и их модификаций являются значительная длина, обычно превышающая фокусное расстояние, и большие потери света на экранирование вторичным зеркалом.

6.2.6. Анастигматы из двух зеркал. Методика расчета. В настоящее время в связи с развитием наблюдений в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, в особенности наблюдений со стратостатов и ИСЗ, возникла острая потребность в светосильных чисто зеркальных системах, обладающих значительным полем зрения – порядка нескольких градусов, а в отдельных случаях и до 15° – 20° при высокой светосиле. Этим требованиям могут удовлетворить только апланатические системы с исправленным астигматизмом, т.е. анастигматы. Вопрос об анастигматах из двух зеркал мало изучен; в основном известны работы, рассматривающие эти

Таблица 6.3

Конструктивные элементы анастигматов из двух зеркал, вычисленные по приближенным формулам при $d = -2$, $f_0' = 1$

q	e_1^2	r_1	e_2^2	r_2	Примечания
5,0	0,741	0,667	0,234	3,5	Аналоги системы Боуэна
4,0	0,616	0,8	0,161	3,44	
3,0	0,375	1,0	0,073	3,34	
2,24	0,0	1,23	0,0	3,24	Система Боуэна
2,0	−0,185	1,333	−0,025	3,2	
1,0	−2,0	2,0	−0,125	3,0	
0,414	−5,83	2,83	−0,172	2,83	Система Винне
0,0	−15,0	4,0	−0,185	2.67	Системы с внутренним фокусом
−0,1	−19,85	4,444	−0,184	2,621	
−0,2	−27,12	5,0	−0,181	2,571	
−0,3	−38,65	5,714	−0,176	2,518	
−0,4	−58,26	6,667	−0,165	2,461	
−0,5	−95,0	8,0	−0,152	2,400	
−0,7	−384,1	13,33	−0,111	2,261	
−1,0	∞	∞	0,0	2,0	Система "зеркальный Шмидт"
−1,5	33	−8,0	0,407	1,333	Система Кудера
−2,0	1,0	−4,0	1,0	0,0	
−3,0	0	−2.0	∞	∞	"Зеркальный Шмидт" с мнимым фокусом

системы с точки зрения аберраций третьего порядка [1, 4, 6], т.е. в первом приближении. Опишем методику, позволяющую рассчитать двухзеркальный анастигмат любой светосилы со значительным полем зрения. Ограничимся по-прежнему рассмотрением наиболее интересного для астрономии случая, когда предмет находится на бесконечности. Условие исправления астигматизма можно получить из (6.11) и (6.12) при $R_s = R_m$. Находим $d = -2$, т.е. астигматизм двухзеркальной апланатической системы исправлен, если расстояние между зеркалами равно удвоенному фокусному расстоянию системы (принимаем $f_0' = 1$). Подставив полученное значение d в точные выражения (6.5), (6.6), при $t = 1$ получим простые формулы для профиля вторичного зеркала:

$$\rho = \frac{2s'(2-\nu)}{4+\nu(2-\nu)(s'-4)}, \tag{6.20}$$

$$x_1 = \rho(1-2\nu), \quad y = 2\rho\sqrt{\nu(1-\nu)}, \tag{6.21}$$

где s' – расстояние от вершины вторичного зеркала до фокуса системы. Для профиля главного зеркала находим ($d = -2$)

$$x = -2 + \frac{\nu(1-\nu)}{2} + s'\frac{(2-\nu)^3}{8(1-\nu)}, \tag{6.22}$$

$$y = \frac{y_1}{\rho}. \tag{6.23}$$

Выражения (6.20) – (6.23) определяют двухзеркальную систему, строго исправленную на сферическую аберрацию и кому; астигматизм ее исправлен в области аберраций третьего порядка. Практика расчетов показала, что полевые аберрации в двухзеркальных анастигматах малы и система, рассчитанная по приведенным выше формулам, как правило, не требует доработки. Радиус кривизны R поля вычисляется по формуле Петцваля $R = \dfrac{2}{r_2} - \dfrac{2}{r_1}$.

В первом приближении, как обычно, можно аппроксимировать профили зеркал коническими сечениями; при этом можно найти радиусы кривизны зеркал при вершинах и эксцентриситеты зеркал по общим формулам (6.9), (6.10), полагая $d = -2$.

Табл. 6.3 показывает зависимость r_1, r_2, e_1^2, e_2^2 от $q = s' - 2$ (рис. 6.16,*а*, q – расстояние от вершины главного зеркала до фокуса). Из таблицы следует, что при больших значениях q, порядка 2 – 3, получаются анастигматы с малым главным зеркалом и большим вогнутым вторичным зеркалом, имеющие внешний фокус; их недостаток – большие размеры вторичного зеркала, превышающие диаметр отверстия системы в три-пять раз. В то же время отступления от сферы для зеркал этой системы малы, что облегчает изготовление. Особый интерес представляют системы, имеющие сферические зеркала, так как их изготовление и контроль могут быть осуществлены просто и дешево. Полагая в (6.10) $e_1^2 = 0$, получаем кубическое уравнение, корни которого

$$q_1 = \sqrt{5}, \quad q_2 = -\sqrt{5}, \quad q_3 = -3.$$

Аналогично находим и систему со вторичным сферическим зеркалом, полагая $e_2^2 = 0$:

$$q_1' = \sqrt{5}, \quad q_2' = -\sqrt{5}, \quad q_3' = -1.$$

Корни q_1 и q_1' соответствуют системе Боуэна [69, 63] (рис. 6,16,*а*), имеющей концентричные сферические зеркала; вторая пара корней q_2, q_2' дает

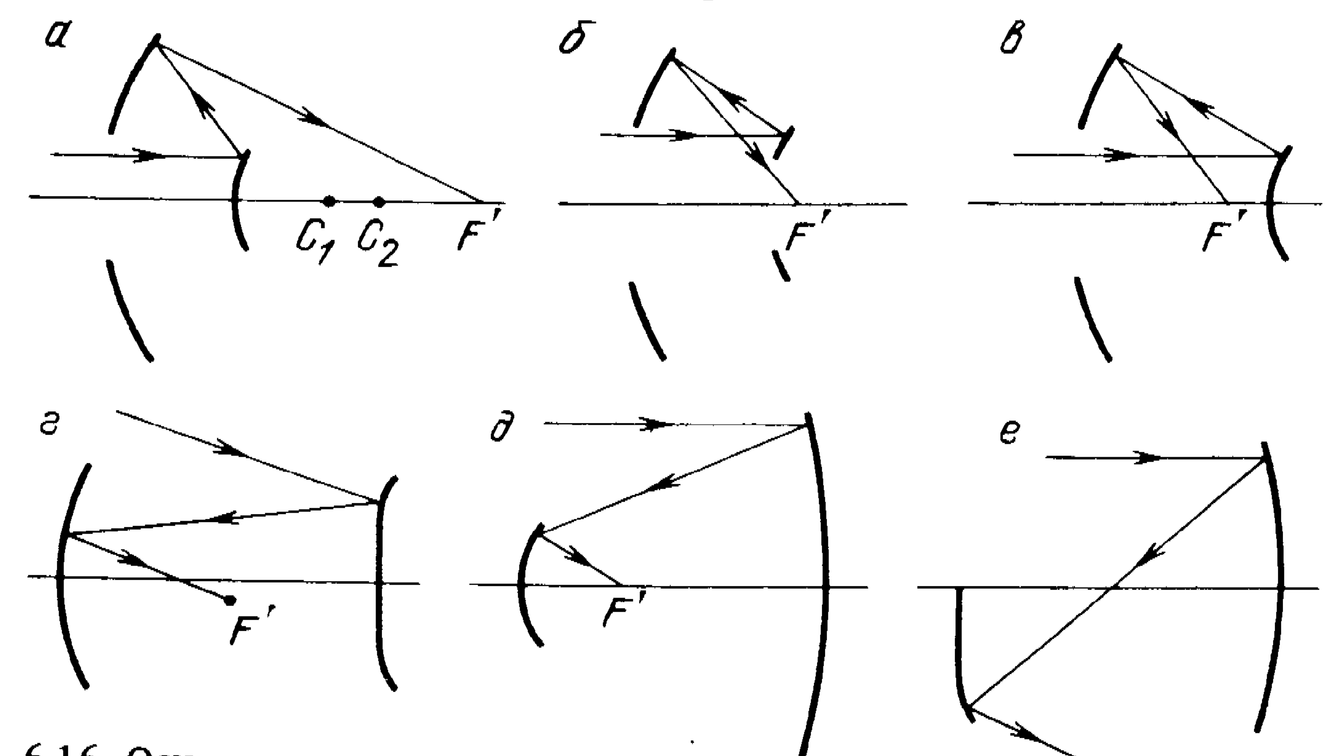


Рис. 6.16. Основные типы анастигматов из двух зеркал: система Боуэна и ее аналоги (*а*), система Винне (*б*), система автора с внутренним фокусом (*в*), система "зеркальный Шмидт" (*г*), система Кудера (*д*), аналог "зеркального Шмидта" с мнимым фокусом (*е*)

концентрическую систему с мнимым фокусом. Корень q_3 определяет непрактичную систему с мнимым изображением; наконец, корень q_3' дает известную систему "зеркальный Шмидт". Система Боуэна широко используется как камера спектрографа, а также как перебрасывающая система, выполняющая роль линзы Барлоу. Расчет системы Боуэна лучше производить другим методом, описанным в [69].

При $0 \leqslant q < 1$ получаем системы типа Шварцшильда – Винне (рис. 6.16,*б*); среди них имеется система с плоским полем, впервые открытая К. Шварцшильдом в 1905 г. [25] и рассмотренная К. Винне [22, с. 65]. Эти системы имеют меньший диаметр вторичного зеркала по сравнению с системой Боуэна, но отступления зеркал от сферы в этих системах значительны, что затрудняет их изготовление. Заметим, что система с плоским полем имеет значительные потери света на экранирование и большого поля практически не существует, поэтому целесообразно несколько уменьшить q, введя тем самым небольшую кривизну поля, и снизить потери света. Из табл. 6.3 следует, что в системе с плоским полем $r_1 = r_2$ $(q = 0{,}414)$.

При $-1 < q < 0$ получаем интересные новые системы, занимающие промежуточное положение между системами Шварцшильда – Винне и "зеркальным Шмидтом". Условно назовем их системами с внутренним фокусом (рис. 6.16,*в*). Как показало исследование, эти системы имеют весьма хорошее исправление полевых аберраций при умеренной кривизне поля [96].

Система типа "зеркальный Шмидт" получается при $q = -1$ (рис. 6.16,*г*); очевидно, она может использоваться только в наклонных пучках.

При $-1 > q > -2$ имеем систему Кудера (рис. 6.16,*д*). Система Кудера напоминает систему Шварцшильда, рассмотренную в [25], но имеет бóльшую длину при том же фокусном расстоянии. Наконец, при $q = -3$ получаем аналог "зеркального Шмидта" с мнимым фокусом (рис. 6.16,*е*). Примеры расчетов анастигматов из двух зеркал даны в [22].

В заключение заметим, что новые системы, описанные в этой главе, обычно могут применяться в тех случаях, когда пригодны системы из предыдущей главы; кроме того, системы Корша и "спутники" могут быть применены в больших телескопах.

Глава 7

Зафокальные апланатические системы из двух зеркал

7.1. Основные формулы

Зафокальной системой называется такая система, у которой лучи, отраженные от первого по ходу луча зеркала, пересекают оптическую ось. Некоторые варианты этих систем были в области аберраций третьего порядка рассмотрены Д.Д. Максутовым [2]; заметим, что решения, полученные К. Шварцшильдом и А. Кретьеном [25, 59], пригодны только для предфокальной системы. Автор получил как точное [97] решение этой задачи, так и приближенное, в виде рядов, что позволяет легко рассчитывать эти системы для любой светосилы и диаметра входного отверстия, не прибегая

к трудоемкому расчету хода лучей. Будем использовать прежние обозначения и системы координат (см. гл. 5). Предмет по-прежнему будем считать находящимся на бесконечности. Из (5.14) при $\psi = 0$ находим $(f_0' = 1)$

$$z = \frac{-\nu}{d} + c\,(\nu - d)^{1/(1-d)}\,(1-\nu)^{d/(d-1)} = \frac{1}{\rho}\,. \tag{7.1}$$

Постоянную c определим из условия, что $\rho(0) = q - d = s'$:

$$c = \frac{1}{s'}\,(-d)^{1/(d-1)}. \tag{7.2}$$

Таким образом, получено точное решение, выражающее меридиональное сечение вторичного зеркала апланатической системы из двух зеркал через параметр ν; оно имеет простой вид и удобно для вычислений на микрокалькуляторах.

Как обычно, можно представить вторичное зеркало также и в декартовых координатах

$$x_1 = \rho\,(2\nu - 1), \tag{7.3}$$

$$y_1 = -2\rho\sqrt{\nu(1-\nu)}. \tag{7.4}$$

Для главного зеркала из (5.18) имеем, учитывая, что $\psi = 0$,

$$x = -d + (1-\nu)\,\frac{(2\nu - d) + \nu/\rho}{\nu + d/\rho}\,. \tag{7.5}$$

Заметим, что в более общем случае, когда справедливо обобщенное условие синусов (6.3), также легко получить (5.14) в элементарных функциях. При этом из (5.14) для вторичного зеркала находим после преобразований

$$\frac{1}{\rho} = \frac{-\nu}{d} + \frac{1}{s'}\,(1-\nu)^{td/(td-1)}\left|\,1 - \frac{1 - td + d}{d}\,\nu\,\right|^{1/(1-td)}, \tag{7.6}$$

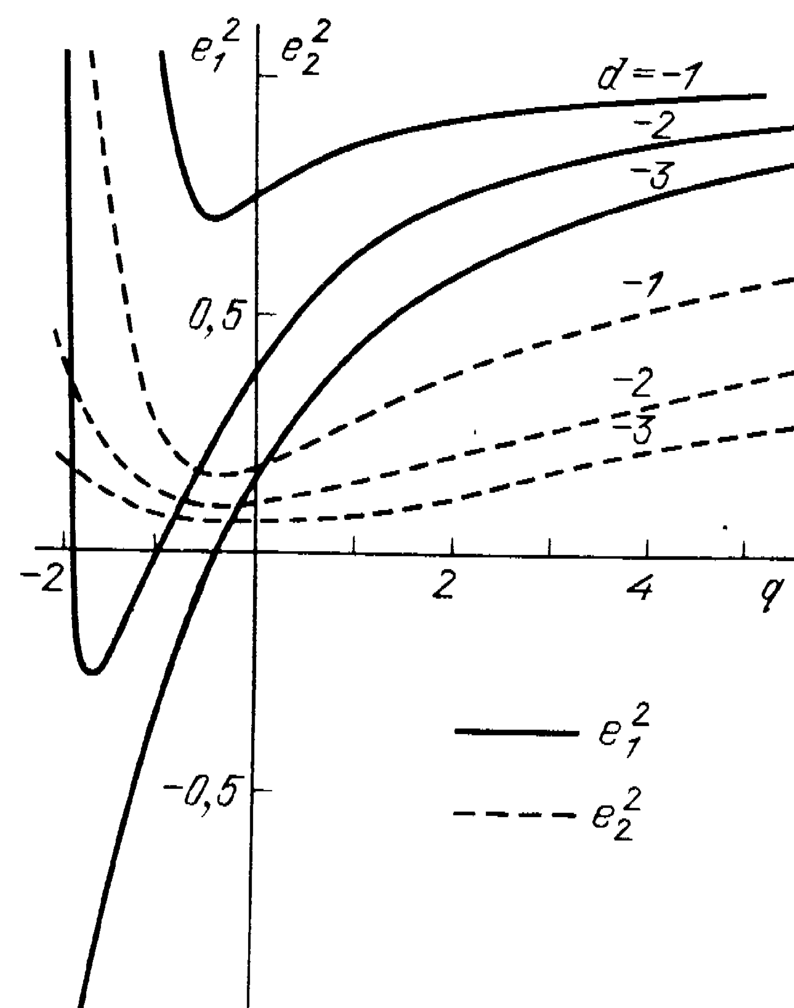
$$x_1 = \rho\,(2\nu - 1), \quad y_1 = -2\rho\sqrt{\nu(1-\nu)}.$$

Зная ρ, находим выражения для главного зеркала из (5.17), (5.18):

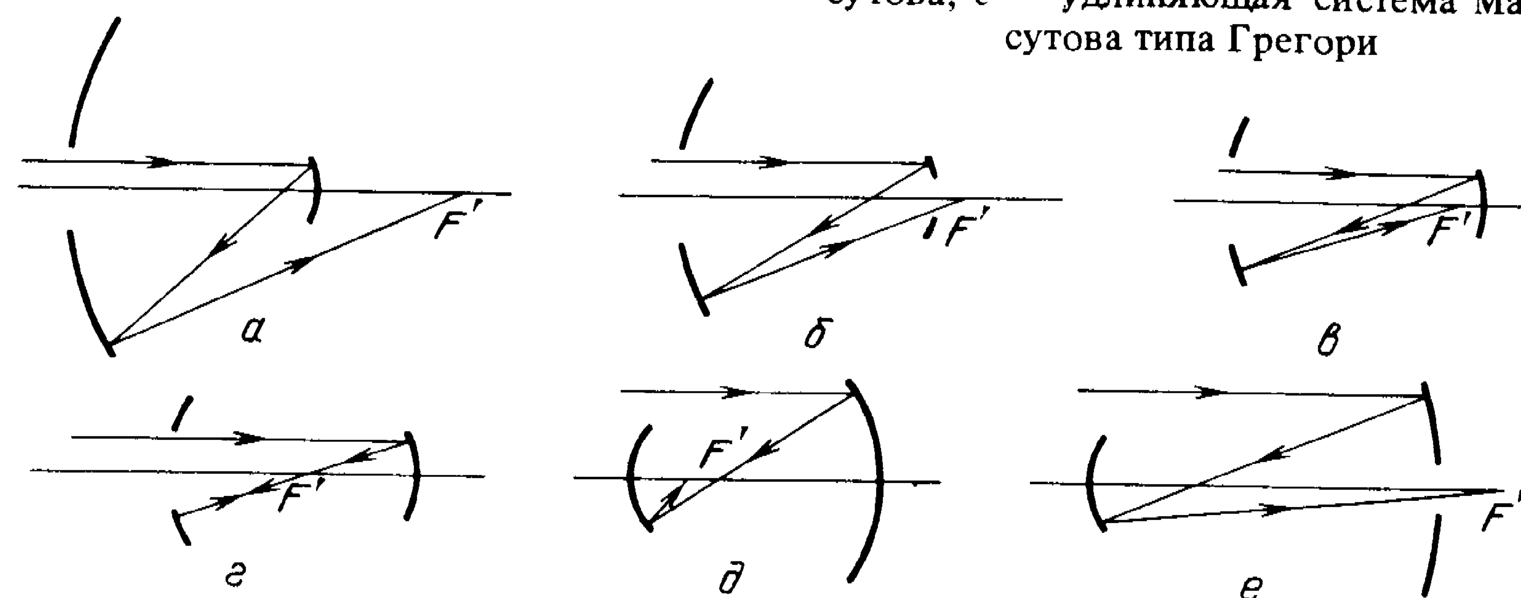
$$x = -d + \rho\,(\nu - 1) + \frac{\nu(1-\nu)}{d + \rho\nu}\left(\rho + \frac{1}{1 - \nu + t\nu}\right)^2, \tag{7.7}$$

$$y = \frac{2\sqrt{\nu(1-\nu)}}{1 - \nu + t\nu}\,. \tag{7.8}$$

При $t = 1$ из этих выражений могут быть получены (7.1) – (7.5). При $t = 0$ получаются системы с параболическим вогнутым зеркалом и вторичным зеркалом в форме коникоида (обычно это эллипсоид). Частным случаем этих систем является классическая система Грегори [2]; помимо классических систем при $\nu = 0{,}5 \div 1$ получаются и новые системы – они обладают значительной комой, а потому рассматривать их мы не будем. Заметим, что для систем с параболическим главным зеркалом радиусы кривизны r_1 и r_2 при вершинах и эксцентриситеты зеркал e_1 и e_2 могут быть определены из (5.19) – (5.21) при $c_1 = 1/4$ (в этом случае формулы (5.19) – (5.21) становятся точными). Когда t близко к единице, получаются зафокальные системы с малой комой. В системах с параболоидальным главным зеркалом



Р и с. 7.1. Зависимость квадратов эксцентриситетов зеркал зафокальных систем от d и q



Р и с. 7.2. Типы зафокальных систем при малых ν: *а, б, в, г* – апланатические новые зафокальные системы, у которых диаметр главного зеркала меньше диаметра вторичного; в системах *а, б* фокальная поверхность легко доступна, *д* – укорачивающая система Максутова, *е* – удлиняющая система Максутова типа Грегори

каждое из зеркал (главное и вторичное) самостоятельно исправлено на сферическую аберрацию; очевидно, что вторичное зеркало не может быть сплюснутым сфероидом, поскольку он не имеет анаберрационных точек [1]. Д.Д. Максутов показал, что в сложных системах с параболическим главным зеркалом кома такая же, как и у одиночного параболоида с тем же фокусным расстоянием [2], поэтому длина пятна комы для них по-прежнему равна

$$\eta_1 \approx \frac{3}{16} A^2 \omega_1 \text{ (радиан)}. \quad (7.9)$$

В удлиняющих системах, которыми являются системы Грегори и Кассегрена, кома меньше снижает качество изображения, нежели в укорачивающих системах. В телескопических системах – системах Мерсена [2] – кома равна нулю, астигматизм также исправлен. Системы Грегори пользовались популярностью в XVIII в. благодаря их способности давать прямое изображение. В настоящее время они применяются в тех случаях, когда необходимо иметь действительное изображение между зеркалами.

Наибольший интерес для практики представляют системы с исправленной комой, т.е. апланатические; мы ограничимся их рассмотрением. Для апланатических зафокальных систем при малых ν зеркала могут быть аппроксимированы коникоидами; радиусы кривизны при вершинах r_1 и r_2 и их эксцентриситеты e_1 и e_2 получаем из (5.19) – (5.21) при $c_1 = 0$:

$$r_1 = \frac{2df_0'}{f_0' + s'}, \quad r_2 = \frac{-2s'd}{f_0' + s' - d}; \quad (7.10)$$

$$e_1^2 = 1 - \frac{2d^2 s'}{(f_0' + s')^3}, \quad (7.11)$$

$$e_2^2 = 1 + \frac{2}{(f_0' + s' - d)^2} \left[2(f_0' + s') + \frac{d}{f_0' + s' - d} \right]. \quad (7.12)$$

На рис. 7.1 представлена зависимость e_1^2 и e_2^2 от q и d ($q = s' + d$) для зафокальных двухзеркальных апланатов; очевидно, что вторичное зеркало во всех случаях эллипсоид, главное зеркало в большинстве случаев также является эллипсоидом, но может быть и сферой, и сплюснутым сфероидом. Системы со сферическим главным зеркалом имеют большое значение ввиду легкости изготовления и контроля зеркал, поскольку вторичное зеркало в этом случае также близко к сфере ($e_2^2 \approx 0{,}1$). На рис. 7.2 изображены основные варианты зафокальных апланатических систем для различных d и q ($f_0' = 1$). Некоторые системы имеют внешний фокус, что удобно при использовании громоздких светоприемников (ЭОП, телевизионная техника). Впрочем, в большинстве случаев фокус можно сделать доступным, а потери на экранирование уменьшить, введя дополнительное плоское зеркало вблизи фокуса главного зеркала.

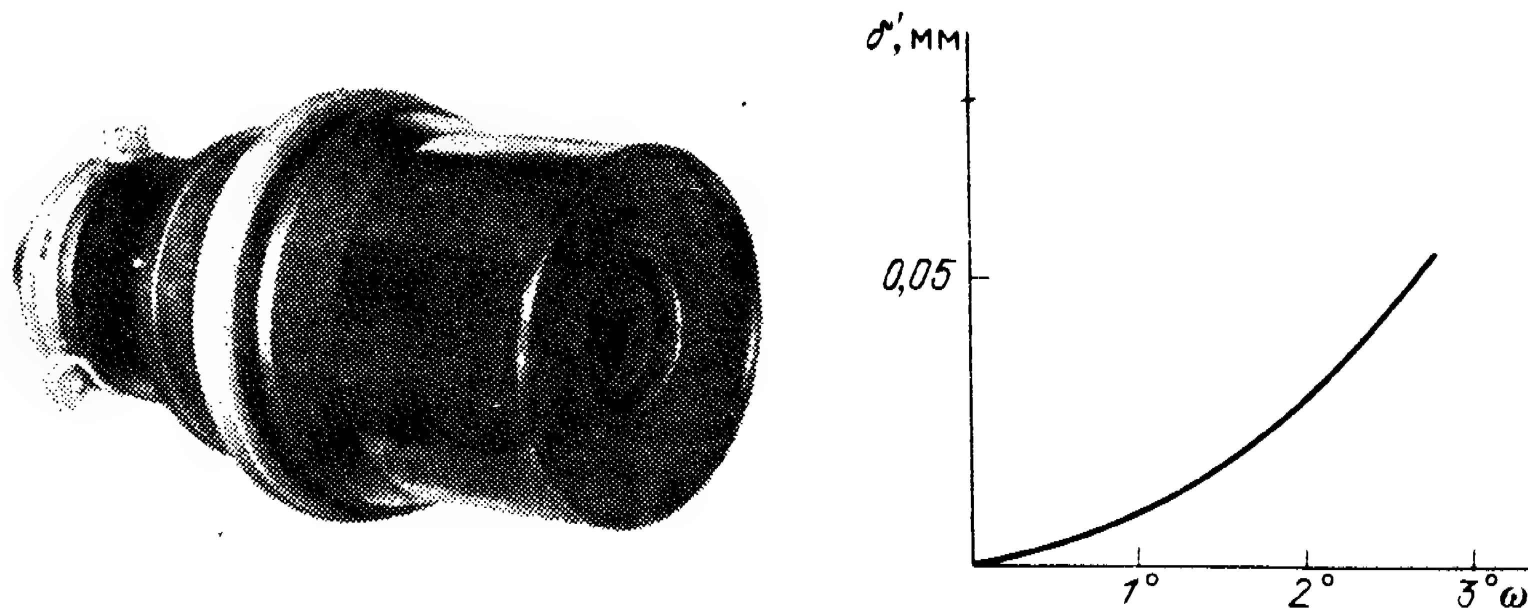
В табл. 7.1 приведены системы, полученные по (7.10) – (7.12) и расчетом хода лучей на ЭВМ: полевые аберрации вычислены для угла поля

Таблица 7.1

Характеристики светосильных двухзеркальных зафокальных систем

Номер системы	q, мм	e_1^2	r_1, мм	e_2^2	r_2, мм
1	0,0	0,407	–133,3	0,104	160
2	–20,0	0,346	–143,0	0,1	150,0
3	–30,0	0,23	–160,0	0,097	133,3
4	–100,0	0,0	–200,0	0,125	100,0
5	–160,0	–0,3067	–279,5	0,213	58,5

Номер системы	d, мм	$2\delta g'$	δ'	A
1	–200,0	0,005	0,04	1:1,25
2	–200,0	0,005	0,035	1:1,11
3	–200,0	0,008	0,035	1:1,7
4	–200,0	0,005	0,05	1:1,25
5	–210,0	0,003	–0,04	1:1,67



Р и с. 7.3. Светосильная зафокальная система (см. рис. 7.2, *в*)

Р и с. 7.4. Зависимость размера δ' пятна наименьшего рассеяния от ω системы, изображенной на рис. 7.3.

$2\omega = 3°20'$ [22]. Фокусное расстояние во всех случаях равно 100 мм. Радиус кружка рассеяния на оси обозначен $\delta g'$ (наличие остаточной сферической аберрации объясняется тем, что зеркала имеют форму эллипсоидов, в то время как согласно точным выражениям (7.1), (7.7) они должны несколько отличаться от эллипсоидов). Размеры пятна рассеивания на краю поля ($\omega = 1°40'$) обозначены δ'. Входной зрачок совмещен с вершиной главного зеркала. В последней строке таблицы даны значения относительного отверстия A системы.

Заметим, что основной аберрацией на краю поля является астигматизм; это не является препятствием при использовании системы в качестве камеры спектрографа. Аберрации высших порядков, как правило, малы, и в большинстве случаев расчет может производиться по приближенным формулам (7.10) – (7.12). Наибольший практический интерес представляют системы № 1 – 3 из табл. 7.1. Система № 5 принадлежит к числу укорачивающих зафокальных систем, описанных в [2] Д.Д. Максутовым (рис. 7.2, *д*). Система со сферическим главным зеркалом была успешно изготовлена в оптических мастерских Крымской астрофизической обсерватории (рис. 7.3). Система имеет следующие конструктивные элементы [98]:

$$D = 55 \text{ мм};\quad q = -39{,}35 \text{ мм};\quad f_0' = 100 \text{ мм};\quad d = -300 \text{ мм}.$$

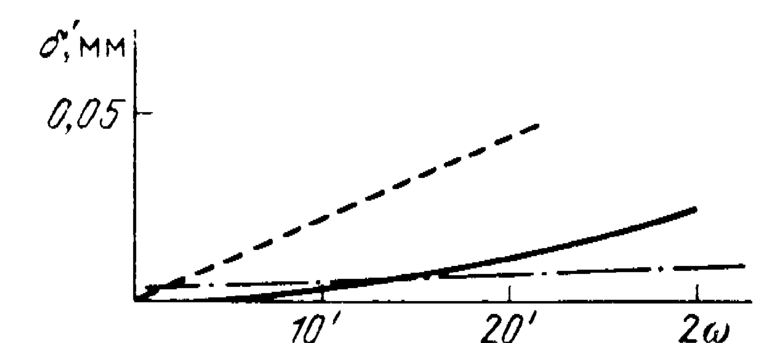
Угол поля $2\omega = 4°$; поле зрения плоское; зависимость пятна рассеяния от ω, полученная по точечным диаграммам, представлена на рис. 7.4. Очевидно, что размеры пятна рассеяния не превосходят 0,03 мм по всему полю. Исследование показало, что основной аберрацией является астигматизм, ограничивающий полезное поле. Расчет системы произведен автором по приближенным формулам (7.10) – (7.12) с последующим расчетом хода лучей (уточнение конструктивных элементов не потребовалось). Изготовление системы не представило затруднений, поскольку главное зеркало сферическое, вторичное зеркало (его диаметр 160 мм) эллипсоид, слабо отклоняющийся от сферы.

Проверка показала, что система разрешает 50 линий на миллиметр в центре поля и 30 линий на краю поля на фотопленке "Микрат-300". Эта камера применялась для фотографирования спектра ночного неба с объективной призмой. Наиболее естественной областью применения описанных систем являются светосильные спектрографы, работающие в коротковолновой ультрафиолетовой длинноволновой инфракрасной частях спектра, где линзовые и зеркально-линзовые системы непригодны из-за отсутствия прозрачных материалов в этих областях спектра.

Удлиняющие зафокальные системы, у которых размеры вторичного зеркала малы по сравнению с размерами главного зеркала (см. рис. 7.2, *е*), могут с успехом использоваться и для наблюдений Солнца. Предфокальные удлиняющие системы (см. рис. 5.1) в этом случае непригодны вследствие значительного нагревания вторичного зеркала Солнцем; в зафокальной же системе в фокусе главного зеркала можно установить диафрагму с малым отверстием, выделяющую из изображения Солнца небольшой изучаемый участок, и тем самым значительно уменьшить поток солнечного излучения, попадающий на вторичное зеркало. Аналогичный прием может быть использован и в инфракрасных телескопах, использующих зафокальные системы; в этом случае диафрагму следует охлаждать. Приведем данные зафокальной удлиняющей системы, рассчитанной нами по формулам (7.10) – (7.12) для наблюдения Солнца с ИСЗ и проверенной путем расчета хода лучей (размеры в метрах) [22]:

$$r_1 = -3{,}00265;\qquad e_1^2 = 0{,}98292;$$
$$d = -1{,}96;$$
$$r_2 = 0{,}77021;\qquad e_2^2 = 0{,}46959;$$
$$q = 0{,}44;$$
$$D = 0{,}8;\qquad f_0' = 7{,}86.$$

На рис. 7.5 представлена зависимость диаметра пятна наименьшего рассеивания от угла поля зрения для этой системы (сплошная кривая) и для



Р и с. 7.5. Зависимости размеров пятна наименьшего рассеяния δ' по полю для системы Грегори с параболическим главным зеркалом (штриховая кривая), для апланатической системы Грегори – Максутова (сплошная кривая) и для системы Грегори с предфокальной асферической пластинкой (штрих-пунктирная кривая)

классической системы Грегори (штриховая линия), имеющей параболическое главное зеркало и такие же параксиальные характеристики (радиусы кривизны при вершинах зеркал, расстояние между зеркалами и фокусное расстояние системы). Из рис. 7.5 очевидно преимущество апланатической системы в отношении качества изображения вне оси системы.

Автор показал [22], что основной недостаток зафокальных апланатических систем – астигматизм – в ряде случаев может быть исправлен специально рассчитанным корректором, помещенным перед фокусом систе-

мы; этот прием аналогичен преобразованию системы Ричи – Кретьена в систему Ричи – Кретьена с корректором. Корректором может служить линза, одна из поверхностей которой – планоид, уравнение которого $x = ay^4$, где a – постоянная; другая поверхность корректора может быть сферической с большим радиусом кривизны; последний можно выбрать так, чтобы хроматизм увеличения системы для заданного угла поля был исправлен.

В качестве исходной системы при расчете следует взять обычную апланатическую систему с требуемыми параметрами f_0', d, q (или s'). Вычислив значения r_1, r_2, e_1^2, e_2^2 по формулам (7.10) – (7.12), дополняют систему коррекционной линзой, считая одну из ее поверхностей плоской, другую – планоидом. Постоянную a в уравнении планоида подбирают так, чтобы исправить астигматизм системы. Расстояние корректора от фокуса системы должно быть максимально допустимым, так как отступление планоида от плоскости растет приблизительно обратно пропорционально квадрату расстояния корректора от фокуса системы. Обычно корректор вносит небольшую кому, которую легко устранить, варьируя e_1^2 и e_2^2 (но сохраняя при этом исправленной сферическую аберрацию системы).

Наконец, на последнем этапе исправляют хроматизм увеличения системы, варьируя кривизну второй поверхности корректора. Таким путем в системах типа Грегори удается получить хорошо исправленное поле поперечником $2\omega = 1{,}5° - 2°$. Неисправленной остается кривизна поля, радиус R которой можно ориентировочно вычислить по формуле Петцваля

$$\frac{1}{R} = \frac{2}{r_2} - \frac{2}{r_1}.$$

Описанный расчет можно проводить и на ЭВМ, используя оптимизирующую программу; исправлению подлежат сферическая аберрация на оси, кома, астигматизм и хроматизм увеличения, а коррекционными параметрами являются e_1^2, e_2^2, a, r_3, где r_3 – радиус кривизны сферической поверхности корректора.

В качестве примера возьмем рассмотренную выше апланатическую систему Грегори – Максутова, дополнив ее асферическим корректором, помещенным на расстоянии 1,3 м от вторичного зеркала. Подобрав параметры системы, как описано выше, получим следующие конструктивные элементы системы Грегори – анастигмата (размеры в метрах) [22]:

$r_1 = -3{,}00265$; $e_1^2 = 0{,}940839$; $n_1 = 1$;

$d_1 = -1{,}96$; $n_2 = -1$;

$r_2 = 0{,}77021$; $e_2^2 = 0{,}558047$;

$d_2 = 1{,}3$; $n_3 = 1$;

$r_3 = 1000$; $e_3^2 = 0$;

$d_3 = 0{,}01$; $n_4 = 1{,}4747$ (кварцевое стекло);

$r_4 = \infty$; $x_4 = 0{,}450627 y_4^4$;

$D = 0{,}8$; $f_0' = 7{,}859$; $s' = 1{,}0942$; $R = 0{,}341$.

Зависимость пятна наименьшего рассеивания от угла поля 2ω для лучей от C до F дана на рис. 7.5 (штрих-пунктирная кривая). Хроматизм увеличения системы неощутимо мал. Очевидно значительное преимущество полученной системы в отношении полезного поля зрения по сравнению с исходной апланатической системой.

7.2. Новые зафокальные апланатические системы

Автор показал, что изучение точных выражений для зеркал зафокальной апланатической системы позволяет найти новые системы [65], представляющие интерес для оптического и астрономического приборостроения. Эти системы, как правило, не могут быть получены традиционными методами расчета с использованием выражений для аберраций третьего порядка с последующим уточнением полученного решения. Более того, формулы для расчета параксиальных величин (радиуса кривизны при вершине, параксиального фокусного расстояния и т.д.) для отдельных поверхностей системы зачастую оказываются непригодными. Здесь ограничимся рассмотрением систем, дающих действительное изображение предмета, расположенного на бесконечности; фокусное расстояние системы по-прежнему полагаем равным единице. Заметим, что полученные выше точные выражения для профилей зеркал зафокальной апланатической системы позволяют рассчитывать системы с большими углами падения лучей на зеркала (например, для рентгеновских телескопов), весьма светосильные системы, а также дают возможность изучить неисследованную область изменения параметра ν $(0{,}5 \leqslant \nu \leqslant 1)$.

Автор [65] показал, что в этой области существует обширный класс зафокальных систем с необычными свойствами; эти системы по-прежнему будем называть "спутниками", поскольку они всегда сопутствуют основной (классической) системе. Классические зафокальные системы были впервые, хотя и приближенно, в области аберраций третьего порядка, рассмотрены Д.Д. Максутовым [2], а в последнее время – Н.Н. Михельсоном [1] (также в области аберраций третьего порядка).

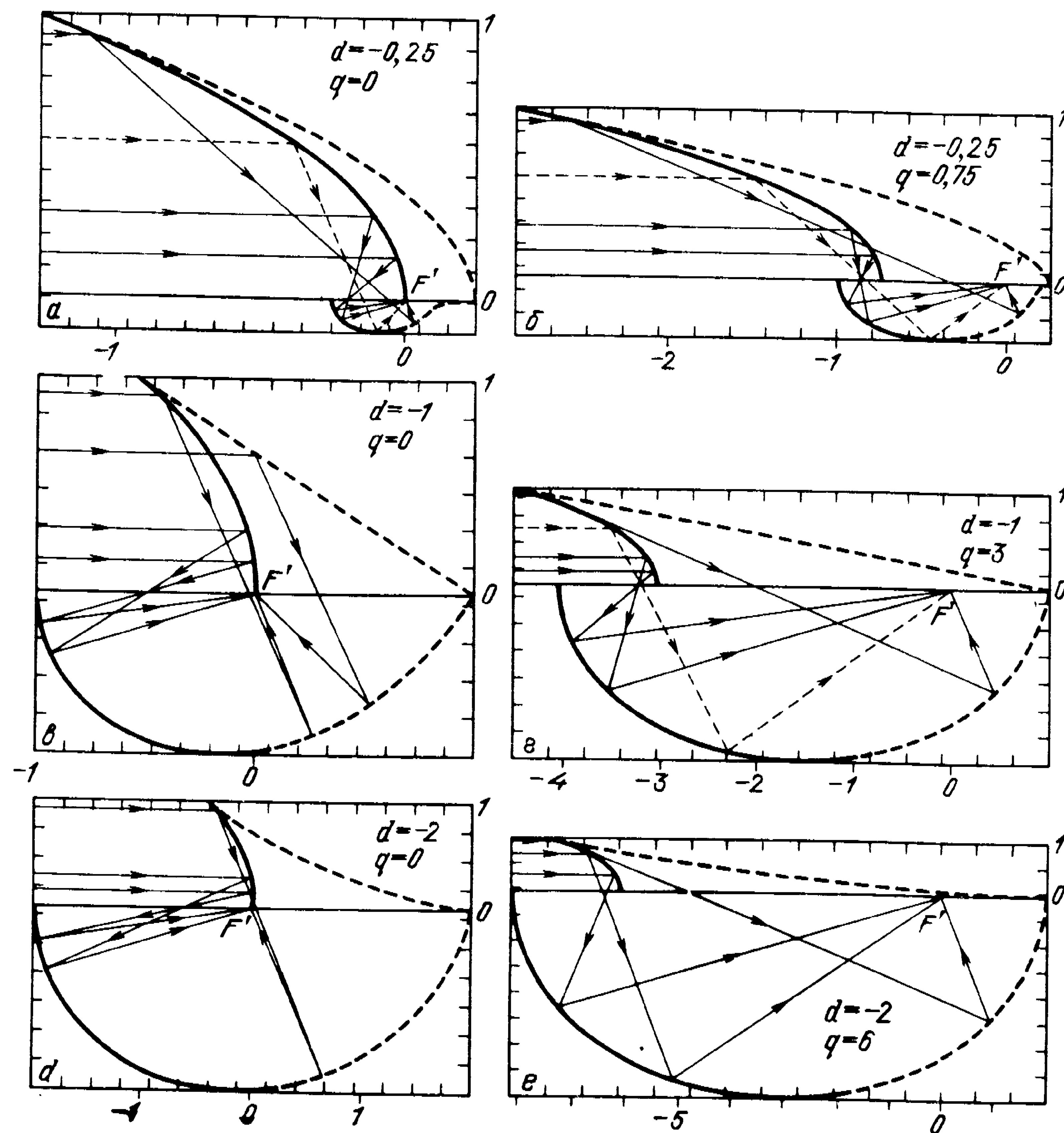
Рассмотрим сначала некоторые общие свойства зеркал зафокальных апланатических систем, которые следуют из общих точных формул (7.1) – (7.5).

Эти свойства наглядно иллюстрируются рис. 7.6, выполненным на графопостроителе ЭВМ.

1. Максимальный диаметр главного зеркала равен двум, т.е. удвоенному фокусному расстоянию системы; доказательство этого совершенно такое же, как и для предфокальной апланатической системы, которое было приведено выше. Очевидно, как следствие, что максимальное относительное отверстие A системы не превосходит 1 : 0,5.

2. Из (7.5) очевидно, что главное зеркало имеет пересечения с оптической осью в точках с $\nu = 0$ и $\nu = 1$; абсциссы этих точек $x(0) = -q$, $x(1) = -d$.

3. Вторичное зеркало также имеет точки пересечения с оптической осью при $\nu = 0$ и $\nu = 1$; абсциссы этих точек $x_1(0) = -s'$, $x_1(1) = -d$.



Р и с. 7.6. Зафокальные апланатические системы; зеркала основной и побочной систем изображены сплошными кривыми, зеркала "спутников" – штриховыми кривыми; ход луча в побочной системе показан штриховой ломаной

4. Вторичное зеркало пересекается с осью ординат при $\nu = 0{,}5$, причем ордината y_{10} точки пересечения равна

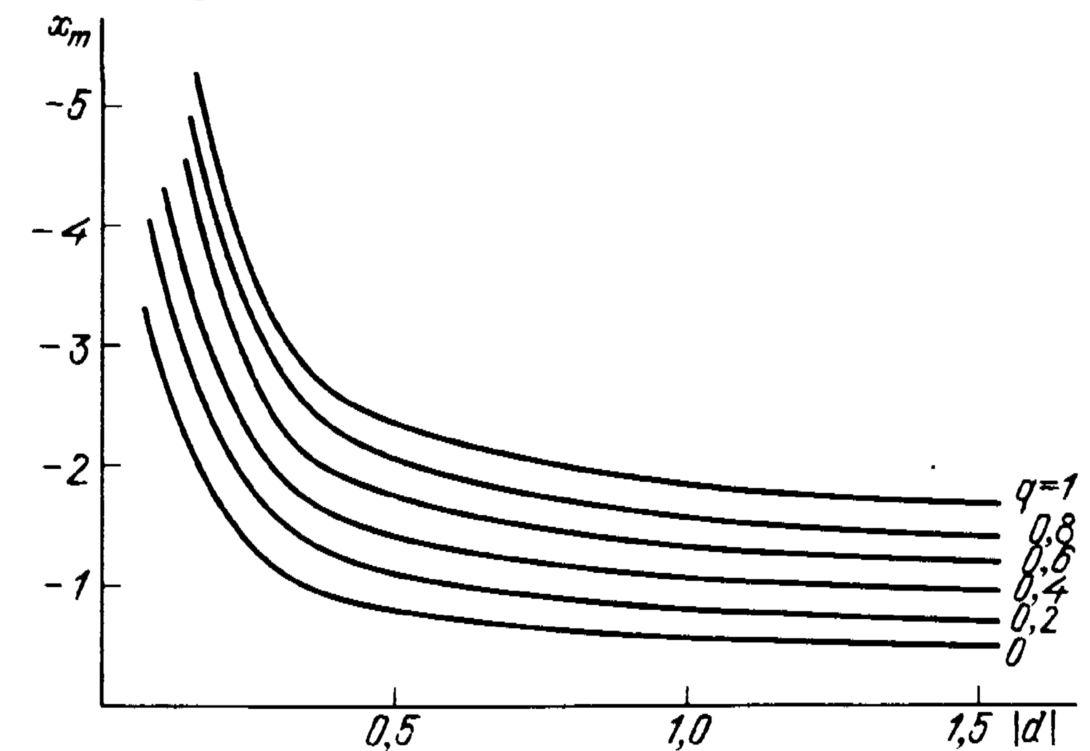
$$y_{10} = -\rho\,(0{,}5) = \frac{-s'd}{\dfrac{s'}{2} - d\left(1 - \dfrac{1}{2d}\right)^{1/(1-d)} (2)^{d/(1-d)}}\,.$$

Из изложенного следует, что вершины главного и вторичного зеркал совпадают на оптической оси при $\nu = 1$.

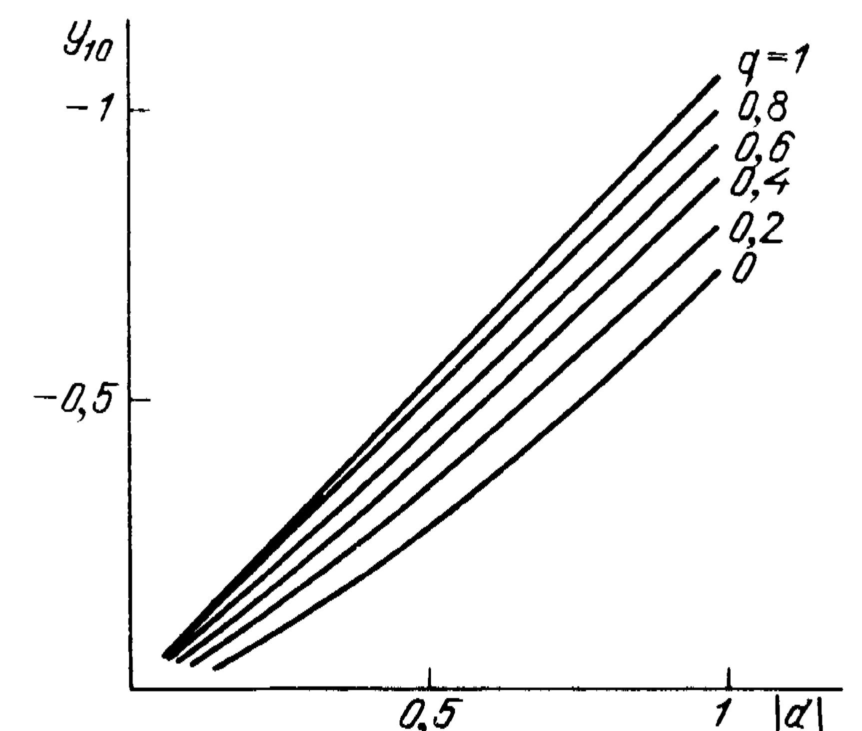
Рассмотрим результаты численных исследований точных выражений (7.1) – (7.5) при различных значениях параметров d и q. Результаты расчетов удобно изобразить графически с соблюдением масштаба. На рис. 7.6

изображены профили главного и вторичного зеркал зафокальных систем с различными значениями d и q и ход лучей в них. Чтобы не загромождать рисунки, на них представлены только части зеркал, соответствующие верхнему знаку корней в выражениях для y и y_1. Очевидно, вторая ветвь кривой, соответствующая нижнему знаку корня, симметрична первой относительно оси абсцисс.

Сплошные кривые являются профилями зеркал при $0 \leqslant \nu \leqslant 0{,}5$; если $\nu \ll 0{,}5$ (участки зеркал вблизи оптической оси), то кривые изображают классические системы, описанные Д.Д. Максутовым [2], а также наши оригинальные системы, описанные выше, у которых вторичное зеркало больше главного по диаметру. Если угол падения луча на главное зеркало превышает 45°, но $\nu \leqslant 0{,}5$, то классическая система переходит в новую оригинальную систему, которую мы назовем побочной; на рис. 7.6,*а–в* показан ход луча в побочной системе. Главное зеркало побочной системы напоминает параболоид, вторичное – бочонок. Исследование автора [65] показало, что при значениях $|d| < 0{,}01$ побочная система имеет большие углы падения на зеркала, что делает ее пригодной для рентгеновских систем. Штриховые кривые изображают зеркала новых апланатических си-



Р и с. 7.7. Зависимость абсциссы точки максимума x_m профиля главного зеркала от $|d|$ и q



Р и с. 7.8. Зависимость ординаты y_{10} точки пересечения вторичного зеркала с осью ординат от $|d|$ и q

стем – "спутников"; для них характерна область изменения параметра ν от 0,5 до 1.

Рассмотрение кривых на рис. 7.6 показывает, что при заданном d продольные размеры как главного, так и вторичного зеркал растут с увеличением q. Поперечные размеры (максимальный диаметр) главного зеркала всюду равны двум. Меридиональная кривизна главного зеркала "спутника" близка к нулю при $d = -1$, причем главное зеркало представляет собой конус с практически прямолинейной образующей. Из рисунков ясно также, что кривизна главного зеркала "спутника" меняет знак при $d \approx -1$; видно, что при $|d| < 1$ и $y > 0$ главное зеркало обращено выпуклостью вверх (в сторону возрастания y), при $|d| > 1$ и $y > 0$ оно обращено вогнутостью вверх.

Более полное представление о поведении зеркал "спутников" можно получить, изобразив графически зависимость абсциссы x_m точки максимума для профиля главного зеркала (x_m вычисляется из точной формулы (7.6) при $\nu = 0{,}5$) от $|d|$ при различных значениях q (рис. 7.7). На рис. 7.7 q принимает различные значения: $q = 0$; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1 – эти числа проставлены около соответствующих кривых. Из рис. 7.7 видно, что $|x_m|$, а следовательно, и длина главного зеркала резко возрастают с уменьшением $|d|$ в особенности при $|d| < 0{,}5$; ясно также, что $|x_m|$ растет с увеличением q. Пользуясь графиками рис. 7.7 и зная, что вершина главного зеркала находится на расстоянии $x = -d$ от начала координат F', можно определить в первом приближении габаритные размеры главного зеркала для заданных d и q, не прибегая к трудоемким расчетам по точной формуле (7.6). При этом, разумеется, учитывается то обстоятельство, что ордината точки максимума, как указывалось выше, равна единице. Для вторичного зеркала целесообразно найти y_{10} – ординату точки с нулевой абсциссой; тогда эта точка (для нее, очевидно, $\nu = 0{,}5$) совместно с вершиной вторичного зеркала определит ориентировочные габариты вторичного зеркала.

Зависимость y_{10} от $|d|$ и q представлена на рис. 7.8. Из рис. 7.8 ясно, что при постоянном q зависимость y_{10} от $|d|$ практически линейная; очевидно, что диаметр вторичного зеркала растет с увеличением $|d|$ и q, причем при больших значениях $|d|$ и q диаметр вторичного зеркала превышает диаметр главного. Небольшие размеры вторичного зеркала (при $\nu < 0{,}5$) имеют системы с малыми $|d|$ и s'; при $|d| < 0{,}01$ и s' порядка 0,1 – 0,8 получаются побочные системы с большими углами падения лучей на зеркала (рис. 7.9), впервые рассмотренные автором в [65]; некоторые из них пригодны для рентгеновских телескопов.

Отметим, что в побочных системах и "спутниках" лучи падают на фокальную поверхность не обязательно под большими углами, т.е. они могут иметь и небольшую светосилу. Вычисления хода лучей показали, что основными аберрациями в этих системах, как и в побочных системах, являются кривизна поля и астигматизм.

Достоинством побочных систем, как предфокальных, так и зафокальных, является чрезвычайно широкая область спектра, в которой они могут использоваться: система, рассчитанная для рентгеновской области, может применяться и в любой более длинноволновой области спектра до радиодиапазона включительно.

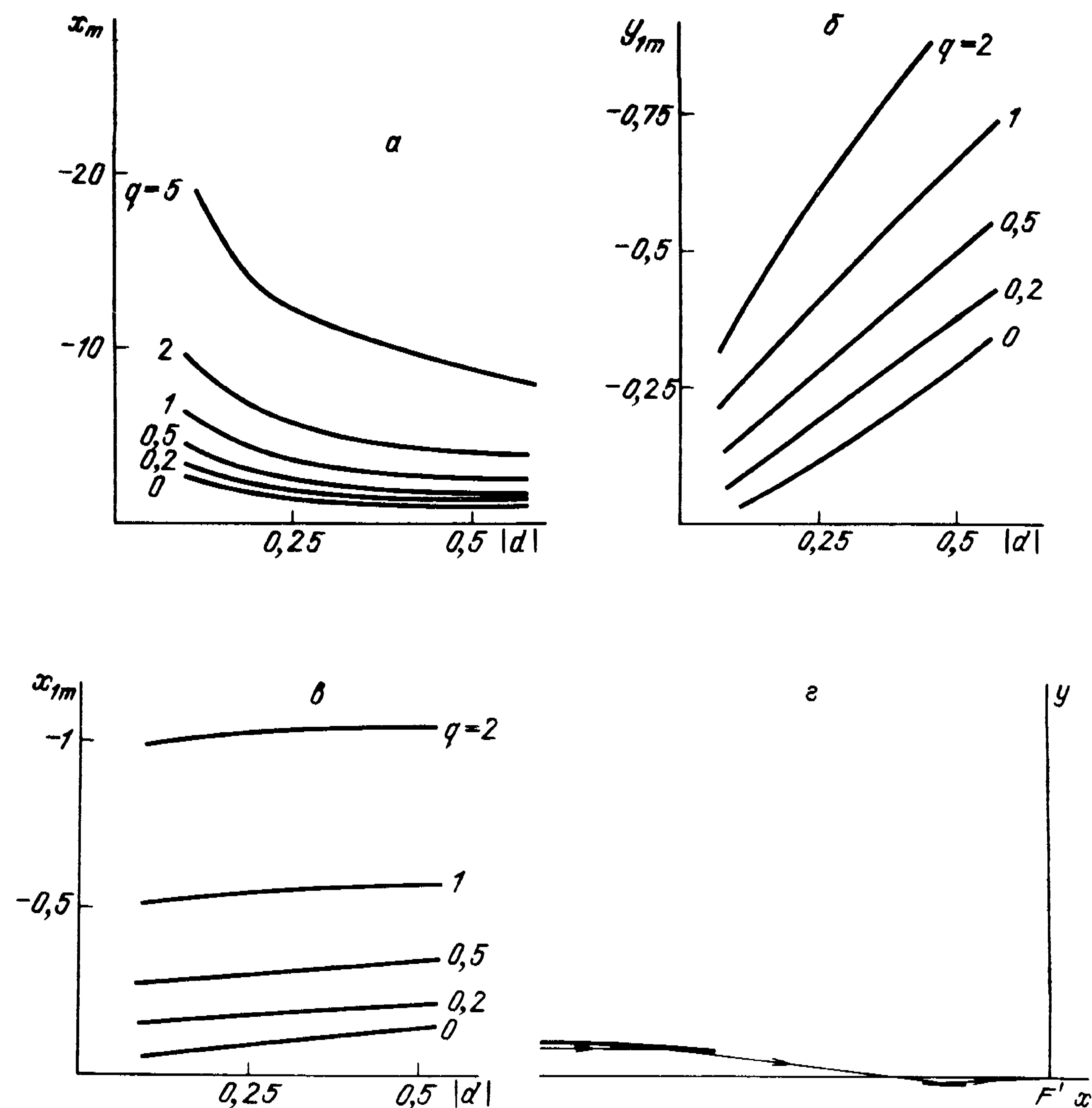


Рис. 7.9. Зависимость абсциссы x_m края главного зеркала от $|d|$ и q (*а*), зависимость ординаты экстремальной точки y_{1m} вторичного зеркала от $|d|$ и q (*б*), зависимость абсциссы x_{1m} экстремальной точки вторичного зеркала от $|d|$ и q (*в*), зафокальная система с большими углами падения лучей на зеркала (*г*)

В заключение заметим, что область применения этих систем такая же, как и систем, описанных в предыдущей главе; кроме того, "спутники" целесообразно применять в тех случаях, когда требуется тщательная защита фокальной поверхности от фона неба. "Спутники" и зафокальные побочные системы могут быть выточены из одного куска металла (например, алюминия) алмазным резцом на станке с программным управлением, т.е. так, как сейчас изготовляют зеркала для рентгеновских телескопов [28].

Контроль зеркал необычной формы, сильно отклоняющихся от сферы, может быть осуществлен контактными приборами; подобные приборы разрабатываются в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [99].

7.3. Зафокальные системы с большими углами падения лучей на зеркала

Новые зафокальные системы с большими углами падения лучей на зеркала могут быть получены из точных формул для профилей зеркал, приведенных выше, при малых значениях $|d|$ и ν.

В первом приближении профили зеркал могут быть аппроксимированы коническими сечениями, а значения радиусов кривизны при вершинах и эксцентриситеты зеркал можно вычислить по формулам (7.10)–(7.12). Если расчет хода лучей показал, что аппроксимация коническими сечениями недостаточна, то следует использовать точные формулы для профилей зеркал (7.1) – (7.5).

Параметры ряда вариантов этих систем даны в табл. 7.2; так как $s' = q - d$, то r_1 и r_2 могут быть легко вычислены по (7.10). В табл. 7.2 приведены многочисленные варианты зафокальных систем, имеющих d от –0,001 до –0,01 и q от 0,1 до 0,75. Исследование показывает, что углы падения лучей на зеркала увеличиваются с уменьшением $|d|$; зная ρ, d, можно найти из (5.4) и (5.9) углы падения ϵ и ϵ' на первое и второе зеркала для заданного σ', а тем самым определить участки зеркал, для которых выполняется условие полного отражения для осевого пучка. Просчитав лучи для неосевых точек поля, можно уточнить границы участков, поскольку условие полного отражения может не выполняться для наклонных пучков, хотя для осевого пучка оно выполнено. В общем случае

Таблица 7.2

Параметры зафокальных систем с большими углами падения лучей на зеркала

q	e_1^2	e_2^2	e_1^2	e_2^2
	$d = -0{,}001$		$d = -0{,}003$	
0	0,999999998	0,996014	0,999999946	0,988124
0,1	0,999999850	0,996375	0,999998620	0,989193
0,2	0,999999768	0,996676	0,999997900	0,990086
0,3	0,999999727	0,996931	0,999997535	0,990840
0,5	0,999999704	0,997339	0,999997333	0,992054
0,75	0,999999720	0,997719	0,999997484	0,992774
	$d = -0{,}006$		$d = -0{,}01$	
0	0,99999958	0,976495	0,999998059	0,961357
0,1	0,99999436	0,978586	0,999983914	0,964747
0,2	0,99999154	0,980336	0,999976292	0,976592
0,3	0,99999011	0,981823	0,999972421	0,970013
0,5	0,99998933	0,984211	0,999970374	0,973914
0,75	0,99998995	0,986439	0,999972119	0,977565

можно считать, что коэффициент комы c_1 не равен нулю, и использовать более общую методику, изложенную в гл. 5, – это дает возможность влиять на внеосевые аберрации системы, добиваясь их исправления.

Оригинальная методика расчета рентгеновских систем описана в [22], а также в [65]. Наш опыт показал, что при предварительном расчете подобных систем весьма удобно использоваь чертеж системы, выполненный в большом масштабе; на чертеже должен быть изображен и ход большого числа лучей, что помогает найти экранирование и габариты зеркал системы. Заметим, что расчет хода лучей через рентгеновскую систему требует, как правило, применения специальной программы, поскольку обычная программа предназначается для расчета хода лучей, имеющих сравнительно небольшие углы падения лучей на поверхности.

Очевидно, что рентгеновские системы не могут быть светосильными, т.е. не могут иметь большие углы лучей σ' с оптической осью, поскольку σ' равно разности абсолютных величин удвоенных углов падения на первое и второе зеркала системы, а эти углы падения близки к 90°. Если не задаваться целью иметь большие углы падения лучей на зеркала, то можно получить весьма светосильные побочные системы с выносом фокальной поверхности за пределы системы, представляющие значительный практический интерес (см. рис. 7.9).

7.4. Светосильные побочные системы

Выше мы уже рассматривали побочные системы, имеющие малые значения $|d|$, – это системы с большими углами падения лучей на зеркала, пригодные для рентгеновских систем. Недостатком этих систем, препятствующим их использованию в других спектральных диапазонах, является большая длина системы. Представляет интерес рассмотреть побочные системы и при других значениях параметра $|d|$; эти системы рассматривались автором в [65]. Из рис 7.6, *а* и *б* ясно, что эти системы с $d = 0{,}025$ могут иметь значительное относительное отверстие при приемлемых габаритах; при $|d| \geqslant 1$ поперечник вторичного зеркала чрезмерно возрастает. Важным достоинством этих систем является удобное положение фокальной поверхности за пределами системы, что позволяет использовать громоздкие светоприемники, например ЭОП. Как видно из рис. 7.6, *а – е*, вторичное зеркало расположено так, что обычно не происходит экранирования лучей, падающих на главное зеркало и формирующих изображение. Заметим, что поскольку зеркала побочной системы являются продолжением зеркал классической системы, в принципе побочная система может включать в себя участки зеркал классической системы и наоборот. Расчет системы начинают с определения ее габаритов. Можно было бы определить габариты побочной системы, проделав расчеты ряда вариантов системы по точным формулам, – этот путь отличается большой трудоемкостью; значительно проще решить эту задачу, изучив поведение профилей зеркал побочной системы по характерным точкам с последующей аппроксимацией профилей. Действительно, из рис. 7.6, *а*, *б* ясно, что главное зеркало как классической, так и побочной систем напоминает параболоид или эллипсоид; вторичное зеркало – эллипсоид. Поэтому при выполнении предварительного проектирования

системы, например определения ее габаритов, можно считать как главное, так и вторичное зеркала коникоидами. Параметры этих коникоидов находят следующим образом. Во-первых, положение вершины главного зеркала известно – она расположена на расстоянии $x = -q$ от фокуса F' системы; во-вторых, максимальная ордината y_m главного зеркала (краевая зона), как указывалось выше, равна единице. Абсциссу x_m краевой зоны главного зеркала можно найти по точной формуле (7.5), полагая $\nu = 0{,}5$. Радиус кривизны r_1 при вершине для главного зеркала вычисляем по (7.10), после чего из известного уравнения конического сечения

$$y_m^2 = 2r_1 x_m + (e_1^2 - 1)x_m^2$$

находим e_1^2. Таким образом, получены все параметры конического сечения, аппроксимирующего профиль главного зеркала. Для облегчения вычислений на рис. 7.9, *а* даны кривые, изображающие зависимость x_m от d при различных q. Из рис. 7.9, *а* ясно, что $|x_m|$, а следовательно и длина системы от точки F' до края главного зеркала, резко возрастает при уменьшении $|d|$, причем эта особенность сильнее проявляется при больших q. Аналогичную аппроксимацию можно выполнить и для вторичного зеркала, приближая его эллипсоидом.

Зависимость y_m от d при различных q представлена на рис. 7.9, *б*. Из этого рисунка следует, что зависимость y_{1m} от d практически линейная, за исключением $q = 2$, причем наклон кривых к оси абсцисс растет с увеличением q. Иными словами, диаметр вторичного зеркала быстро растет с увеличением d и q. Зависимость абсциссы x_{1m} экстремальной точки профиля вторичного зеркала как функция d и q изображена на рис. 7.9, *в*. Очевидно, что зависимость x_{1m} от d также почти линейная, но наклон кривых к оси абсцисс слабо выражен, поэтому при постоянном q абсцисса экстремума вторичного зеркала почти не зависит от d; можно также заметить в первом приближении x_{1m} растет пропорционально q.

Приведем пример светосильной побочной системы, зеркала которой аппроксимированы эллипсоидами; расчет произведен на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы автора. Система имеет следующие конструктивные элементы (размеры в мм):

$r_1 = -34{,}4827$; $e_1^2 = 0{,}981929$;

$d = -25$;

$r_2 = 13{,}2352$; $e_2^2 = 0{,}521142$;

$D = 120$; $f_0' = 100$.

Диаметр отверстия в главном зеркале 70 мм; диаметр пятна рассеяния на оси 0,02 мм. Аберрация фокусов достигает 0,35 мм. Наличие сферической аберрации на оси и аберрации фокусов объясняется тем, что эллипсоиды грубо аппроксимируют форму зеркал, определяемую точными формулами. Потеря света на экранирование не превышает 35 %. Система имеет удобное положение фокальной поверхности и небольшую длину; она можеть быть использована для наблюдений в далекой инфракрасной области и в радиодиапазоне.

7.5. "Спутники" с вынесенной фокальной поверхностью

Основные типы зафокальных "спутников" были изображены на рис. 7.6. Исследование показало, что при малых значениях $s' > 0$, близких к нулю, получаются интересные для практики системы, у которых фокальная поверхность, как правило, находится перед системой, что удобно при использовании громоздких светоприемников (рис. 7.10). У всех этих систем $s' = 0{,}1$, а d имеет значения $-0{,}5$, -1, $-1{,}5$, $-2{,}5$. Длина систем, естественно, возрастает с увеличением $|d|$. Система, изображенная на рис. 7.10, *а* ($d = -0{,}5$), имеет наименьшую длину; главное зеркало этой системы вогнутое, напоминающее параболоид, за исключением участка, прилегающего к оси системы и не имеющего практического значения. Вторичное зеркало этой системы имеет небольшие размеры и необычную форму, напоминающую воронку. Лучи, отраженные от краевых зон главного зеркала, почти полностью экранируются вторичным зеркалом, в чем легко убедиться, если дополнить рис. 7.10, *а* симметричными профилями для главного и вторичного зеркал. Поэтому целесообразно использовать несимметричную систему, выполненную так, как изображено на рис. 7.10, *а*.

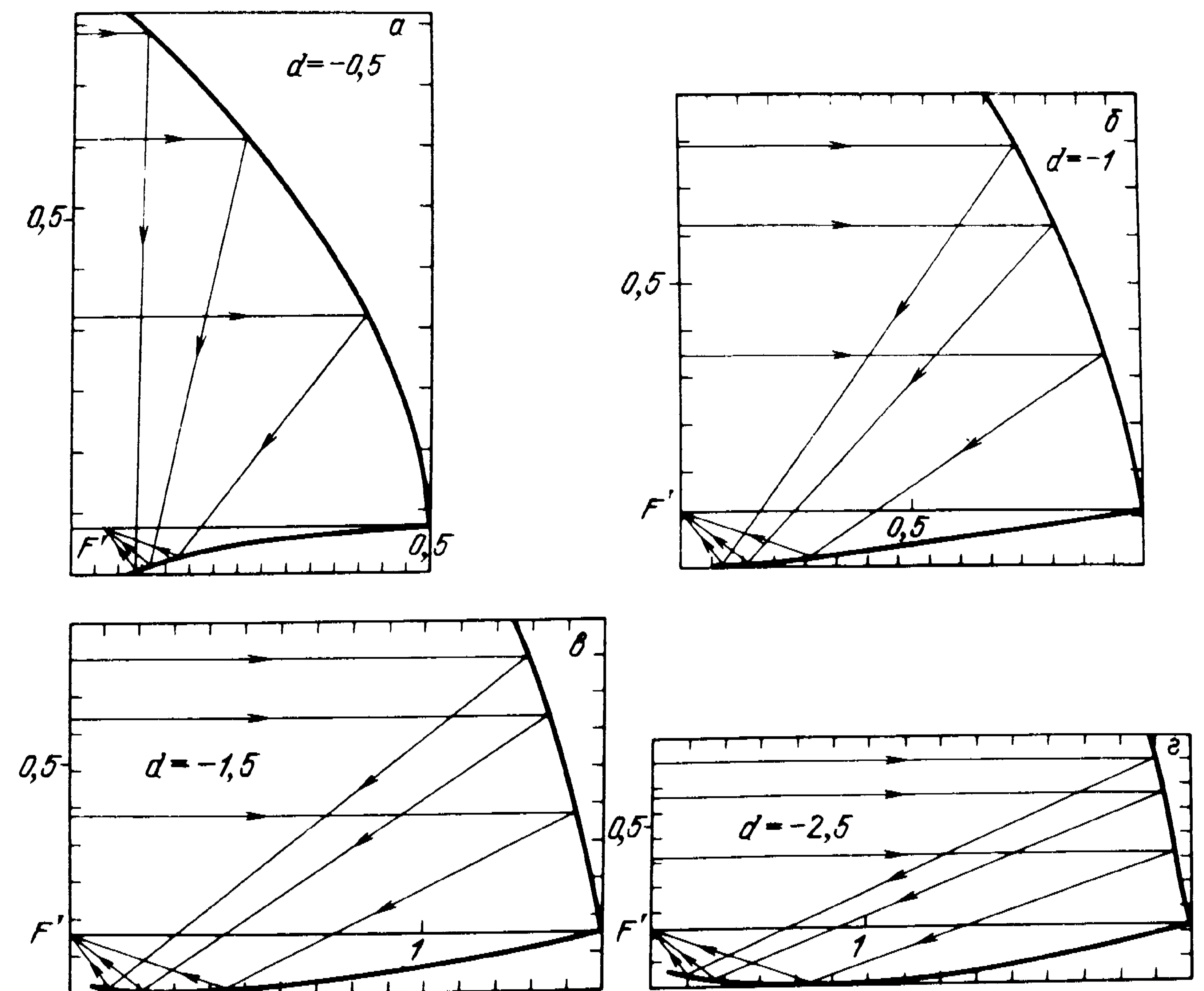
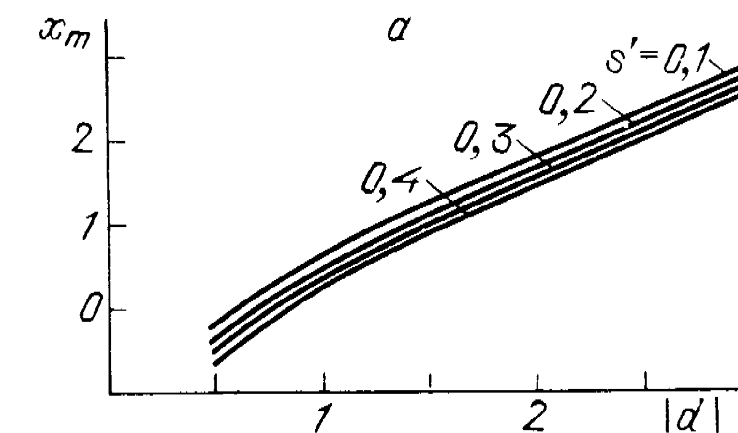


Рис. 7.10. "Спутники" с вынесенной фокальной поверхностью ($s' = 0{,}1$): короткий "спутник" (*а*), "спутники" с большими углами падения лучей на вторичное зеркало (*б*–*г*). Обратить внимание на эволюцию профиля главного зеркала с изменением d



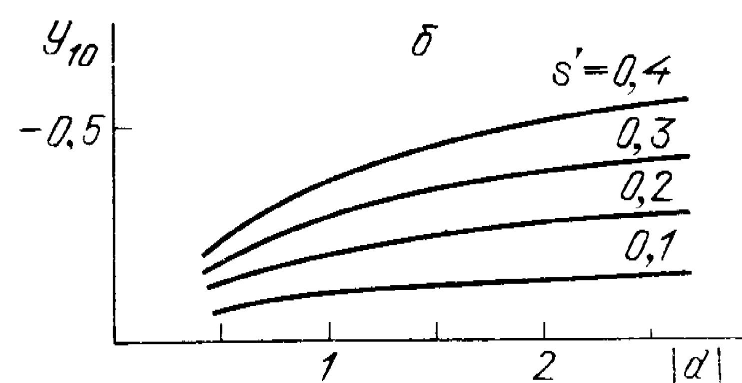


Рис 7.11. Характеристики зафокальных апланатических систем: зависимость абсциссы экстремальной точки x_m главного зеркала от $|d|$ и s' (*а*), ордината y_{10} точки пересечения вторичного зеркала с осью ординат как функция $|d|$ и s' (*б*)

Система, представленная на рис. 7.10, *б*, похожа на предыдущую, но не имеет чрезмерного экранирования – потери света порядка 25% для краевых лучей. Главное зеркало по-прежнему вогнутое с особенностью на оси; вторичное зеркало напоминает конус с почти прямолинейной образующей. Системы, изображенные на рис. 7.10, *в* и *г*, значительно отличаются от рассмотренных – меридиональная кривизна главного зеркала этих систем близка к нулю на большей части его профиля, что в особенности характерно для системы на рис. 7.10 *в*, где главное зеркало имеет форму конуса с почти прямолинейной образующей. Вторичное зеркало этих систем имеет бочкообразную форму; потери света на экранирование у этих систем незначительны. Форма главного зеркала на рис. 7.10, *в* наводит на мысль о возможности замены его линзой, создающей аналогичный ход лучей в системе и исправляющей сферическую аберрацию системы; разумеется, кома в этой зеркально-линзовой системе может быть плохо исправлена, и потребуется доводка системы, например, на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы. Полученная система, очевидно, будет иметь удобное положение светоприемника снаружи системы, что существенно при работе с громоздкими светоприемниками, например ЭОП. Исследование показало, что при дальнейшем увеличении $|d|$ длина системы растет (в первом приближении пропорционально $|d|$); главное зеркало по-прежнему является конусообразным, причем с ростом $|d|$ угол между образующей конуса и оптической осью приближается к 90°; вторичное зеркало сохраняет форму бочонка, но размеры его растут.

Зависимость абсциссы x_m для точки главного зеркала с максимальной ординатой $|y_m|$ от $|d|$ и s' представлена на рис. 7.11, *а*; очевидно, что эти зависимости практически линейные, за исключением области $|d| < 1$. Ордината y_{10} точки пересечения вторичного зеркала с осью ординат как функция $|d|$ и s' изображена на рис. 7.11, *б*.

Эти системы могут найти применение как концентраторы лучистой энергии (например, в гелиотехнике), в осветителях типа прожекторных установок, в радиотехнике, например как антенны радиотелескопов, в инфракрасных астроприборах.

В заключение заметим, что выражения, определяющие форму зеркал (полученные в гл. 5 – 7), справедливы и для $s' < 0$; при этом получаются оригинальные системы с мнимым изображением. Примером может служить последняя система из табл. 5.3.

Расчет хода лучей в рассмотренных системах может быть выполнен по формулам Герцбергера [100].

Глава 8

СЛОЖНЫЕ ЗЕРКАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

8.1. Точный метод расчета зеркальных и зеркально-линзовых систем

До сих пор мы рассматривали сравнительно простые зеркальные системы – системы из двух зеркал. Покажем, что наш метод может быть обобщен и на более сложные системы – зеркальные и зеркально-линзовые, из которых первые две поверхности зеркальные, профили которых подлежат определению; конструктивные элементы остальных поверхностей будем считать известными. Пусть общее число поверхностей равно m. Расстояния между вершинами поверхностей $d_i (i = 1, 2, \ldots, m-1)$, показатели преломления $n_i (i = 1, 2, \ldots, m+1)$, линейное увеличение системы β', а также отрезки s_1, s'_2, s'_m (рис. 8.1) будем считать известными. Полюс полярной системы координат (ρ, σ) совместим с точкой предмета S на оси. Наша задача – найти такие профили первого и второго зеркал,

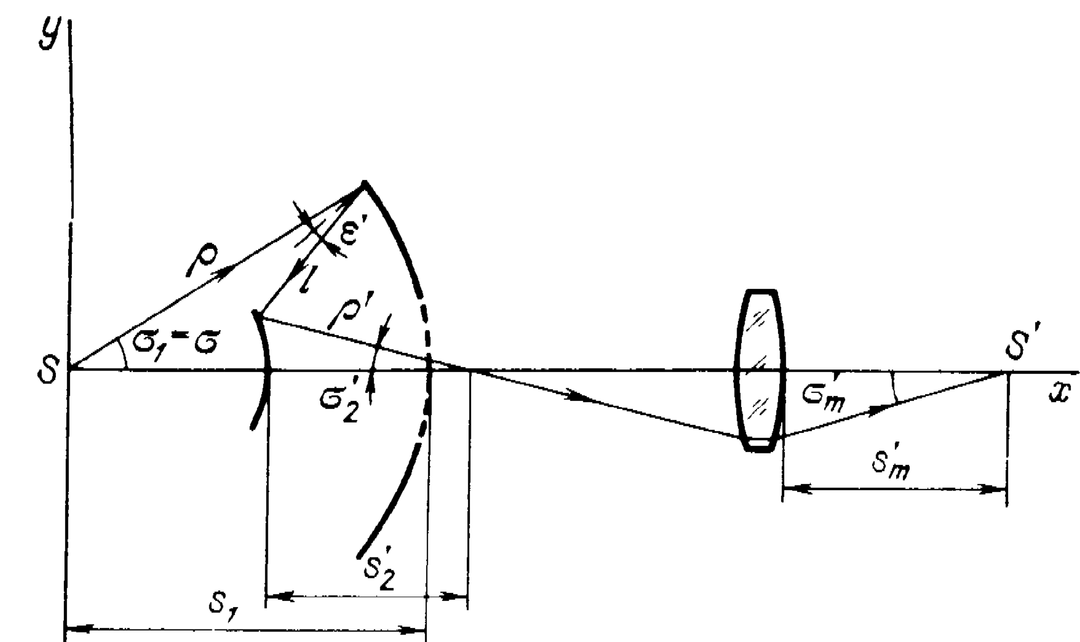


Рис. 8.1. Сложная центрированная система

при которых точно исправлена сферическая аберрация в точке S', а отступление от условия синусов выражено заданной непрерывной функцией $\psi(\sigma)$,

$$\psi(\sigma) = \frac{n \sin \sigma}{n' \sin \sigma'_m} - \beta'. \tag{8.1}$$

Для апланатической системы $\psi \equiv 0$, и условие синусов упрощается:

$$n \sin \sigma = (n' \sin \sigma'_m)\, \beta'.$$

Рассмотрим наиболее важный для практики случай, когда первые две поверхности (зеркала) находятся в воздухе.

Наша система состоит из неизвестного компонента из двух зеркал и известного компонента, конструктивные элементы которого заданы. Для известного компонента определим волновую аберрацию W, $s' = s'_2$, $\sigma' = \sigma'_2$ как функции от $\sin \sigma'_m$; они определены и непрерывны в рассматриваемой области. Тогда условие исправления волновой сферической аберрации всей системы, как очевидно из рис. 8.1, будет

$$\rho + l + \rho' + s + d - s' = N, \tag{8.2}$$

где слева находится выражение для волновой сферической аберрации компонента из двух зеркал. Совместим с точкой S начало декартовой системы координат (x, y); ось x совмещена с оптической осью системы. Проекции отрезка l на оси координат запишутся в виде

$$l \cos(2\epsilon' + \sigma) = \rho \cos \sigma + \rho' \cos \sigma' - (s' - s + d), \tag{8.3}$$

$$l \sin(2\epsilon' + \sigma) = \rho \sin \sigma - \rho' \sin \sigma'. \tag{8.4}$$

Для угла ϵ' по-прежнему имеем

$$\frac{d\rho}{d\sigma} \cdot \frac{1}{\rho} = -\operatorname{tg} \epsilon'; \tag{8.5}$$

произведя с (8.2) – (8.5) преобразования, получим

$$\frac{d\rho}{d\sigma} = \frac{(2\rho - A)[1 - \cos(\sigma + \sigma')] + B(\cos \sigma' - \cos \sigma)}{B(\sin \sigma + \sin \sigma') - A \sin(\sigma + \sigma')}\, \rho, \tag{8.6}$$

где

$$A = N + s' - s - d,$$

$$B = s' - s + d.$$

Здесь A, B, σ' являются известными функциями $\sin \sigma'_m$, а из (8.1) можно выразить $\sin \sigma'_m$ через σ:

$$\sin \sigma'_m = \frac{\sin \sigma}{n' [\psi(\sigma) + \beta']}. \tag{8.7}$$

Поэтому можно считать A, B, σ' известными функциями от σ, а (8.6) есть, очевидно, дифференциальное уравнение Бернулли, решение которого может быть выражено в квадратурах.

Действительно, перепишем (8.6) в виде

$$\frac{d\rho}{d\sigma} + a\rho = b\rho^2, \tag{8.8}$$

где коэффициенты a, b имеют значения

$$a = \frac{A[1 - \cos(\sigma + \sigma')] + B(\cos \sigma' - \cos \sigma)}{B(\sin \sigma - \sin \sigma') - A \sin(\sigma + \sigma')}, \tag{8.9}$$

$$b = \frac{2[1 - \cos(\sigma + \sigma')]}{B(\sin \sigma - \sin \sigma') - A \sin(\sigma + \sigma')}. \tag{8.10}$$

Общее решение уравнения (8.8) можно записать в виде [28, 55]

$$\rho = \left\{ \exp\left(\int_{\sigma_0}^{\sigma} a\, d\sigma \right) \left[C - \int_{\sigma_0}^{\sigma} b \exp\left(- \int_{\sigma_0}^{\sigma} a\, d\sigma \right) d\sigma \right] \right\}^{-1}, \tag{8.11}$$

где C – постоянная, а σ_0 – любое число из интервала, в котором a и b определены и непрерывны. Здесь $C = \rho(\sigma_0) = \rho_0$, поэтому роль произвольной постоянной играет начальное значение функции. Согласно теореме существования [32, 62] решение уравнения (8.8) существует, и оно является единственным во всем интервале, где a и b определены и непрерывны. При этом решение также определено и непрерывно во всем интервале. Более того, решение уравнения (8.8) существует и является единственным также и в тех точках, где знаменатель правой части (8.6) обращается в нуль при условии, что числитель в этих точках не равен нулю. Точки, в которых и числитель, и знаменатель равны нулю, являются особыми – это так называемые точки типа $\frac{0}{0}$. В теории дифференциальных уравнений показано, что расположение особых точек на плоскости (ρ, σ) и поведение интегральных кривых в окрестности особых точек, вообще говоря, дают возможность судить о поведении интегральных кривых во всей области задания дифференциального уравнения. Поэтому, прежде чем решать уравнение (8.8), целесообразно найти его особые точки. Для этого приравняем нулю знаменатель правой части (8.6) и найдем корни полученного трансцендентного уравнения. Найденное значение корня σ_0 подставим в числитель, приравняем его нулю и найдем значение ρ'_0 – координату особой точки (при этом получаем и тривиальное значение $\rho'_0 = 0$)

$$\rho'_0 = \frac{B(\cos \sigma'_0 - \cos \sigma_0)}{2[\cos(\sigma_0 + \sigma'_0) - 1]} + \frac{A}{2}.$$

Аналогично находим ρ'_0 и для других корней трансцендентного уравнения, т.е. получаем расположение особых точек уравнения (8.6). Исследование поведения интегральных кривых вблизи особых точек можно выполнить, используя качественную теорию дифференциальных уравнений. Наглядное, хотя и приближенное представление о ходе интегральных кривых можно получить, построив поле направлений, но в нашем случае лучше перейти к декартовым координатам x, y; тогда $\frac{dy}{dx}$ будет определять угловой коэффициент касательной к профилю искомого первого зер-

кала системы; имеем из [63]

$$\frac{dy}{dx} = \frac{\rho_1' \sin\sigma + \rho\cos\sigma}{\rho_1'\cos\sigma - \rho\sin\sigma},$$

где $\rho_1' = \dfrac{d\rho}{d\sigma}$ находим из (8.8)

Заметим, что интегралы в (8.11), как правило, не могут быть выражены в элементарных функциях, и их приходится вычислять численно, пользуясь, например, формулой Симпсона [63]. При этом следует предварительно выделить как особые точки, так и точки, в которых $a = \infty$, $b = \infty$ и численное решение интегралов в (8.11) невозможно. Заметим, что если знаменатель выражений (8.6), (8.9) и (8.10) обращается в нуль, а числитель исходного уравнения (8.6) не равен нулю, то можно искать решение так называемого перевернутого уравнения, у которого σ является функцией, ρ – независимой переменной. К сожалению, перевернутое уравнение, полученное из (8.6), в общем случае не интегрируется в квадратурах, и приходится использовать приближенные либо численные методы интегрирования, например метод Рунге – Кутта или метод Пикара [32]. Наш опыт показал, что целесообразно применять метод Рунге – Кутта четвертого порядка, который обеспечивает высокую точность и скорость вычислений, разумеется, при использовании ЭВМ; метод Рунге – Кутта можно применять и для численного интегрирования исходного уравнения (8.6), не пользуясь формулой для общего решения (8.11). Однако следует иметь в виду, что использование общего решения (8.11) значительно экономит время при вычислении большого числа частных решений. Действительно, вычислив интегралы в (8.11), можно, варьируя значение C, получить различные частные решения; при этом, очевидно, для вычисления общего решения достаточно иметь два частных решения. Поэтому можно в сжатые сроки провести исследование большого числа систем и выбрать из них требуемую; в частности, найти систему с нужной формой зеркала, например сферической. Определив профиль первого зеркала, легко найти и профиль второго зеркала, аналогично изложенному выше для системы из двух зеркал.

Описанный метод может применяться для расчета самых различных зеркальных и зеркально-линзовых систем, имеющих впереди компонент из двух зеркал, профили которых подлежат определению. Конструктивные элементы остальной части системы рассматриваем как свободные параметры: это профили поверхностей и расстояния между ними, показатели преломления. Если предмет расположен на конечном расстоянии от системы, а изображение – на бесконечности, то отступление от условия синусов в стигматической системе принимает вид

$$\psi(\sigma) = \frac{h}{\sin\sigma} - f_0, \tag{8.12}$$

где h – расстояние луча, выходящего из системы, от оптической оси, f_0 – фокусное расстояние системы, $\psi(\sigma)$ – заданная непрерывная функция. При этом по-прежнему для известного компонента N, $s' = s_2'$, $\sigma' = \sigma_2'$

вычисляются в обратном ходе лучей, но как функции h. Все выкладки остаются прежними, за исключением формулы (8.7), служащей для перехода к переменной σ, которая заменяется выражением, получаемым из (8.12):

$$h = [\psi(\sigma) + f_0] \sin\sigma.$$

В частном случае, когда $\psi(\sigma) \equiv 0$, получаем апланатическую систему, у которой кома исправлена для небольшого угла поля. Для системы с неисправленной комой целесообразно использовать функцию

$$\psi(\sigma) = c_1 \sin^2\sigma,$$

аналогичную использованной в гл. 5; c_1 – коэффициент комы. Выбирая малые значения c_1, можно получить исправление комы и для большого угла поля – обычно ценой некоторого ухудшения качества изображения около оптической оси. Заметим, что $\psi(\sigma)$ влияет на распределение света на поверхностях системы, что существенно для систем, работающих с мощными потоками света, поскольку может вызвать недопустимую концентрацию энергии на отдельных участках линз или зеркал.

Системы, имеющие параксиальную область (их по-прежнему будем называть классическими), получаются при малых значениях $|\sigma|$; при других значениях σ могут быть получены новые системы, в том числе системы, напоминающие рассмотренные выше "спутники". Они не могут быть рассчитаны традиционным путем, т.е. применением теории аберраций третьего порядка и последующим уточнением полученного решения. Таким образом, количество известных оптических систем может быть значительно увеличено. Общее решение содержит все частные решения, т.е. все существующие системы данного типа. В простейшем случае, когда система состоит из двух зеркал, а предмет и изображение находятся на конечном расстоянии (случай, когда предмет находится на бесконечности, был уже рассмотрен выше), точное решение для апланатической системы может быть выражено в элементарных функциях [22]. Наше исследование этого решения показало, что уже в этом простом случае наряду с рассмотренными выше системами получаются разнообразные новые системы, исследование которых выходит за рамки нашей книги, поскольку они не представляют интереса для астроприборов.

Мы рассмотрели системы, точно исправленные на сферическую аберрацию и обладающие заданной функцией комы $\psi(\sigma)$; в частном случае, т.е. при $\psi(\sigma) \equiv 0$, получается система, свободная от комы, т.е. апланатическая. Изменяя свободные параметры системы, можно добиться и исправления оставшихся аберраций, что целесообразно выполнить на ЭВМ, составив специальную программу. При нахождении интегралов в (8.11), имеющих обычно весьма сложный вид, большую помощь могут оказать разработанные в настоящее время алгоритмы и программы, позволяющие найти интегралы от алгебраических функций с помощью ЭВМ [101] в элементарных функциях, не прибегая к помощи численных методов.

Системы из двух зеркал, работающие при положении предмета на конечном расстоянии, рассмотрены нами в [22]. Изучение точного решения и в этом случае позволяет найти новые оригинальные системы.

8.2. Системы из трех зеркал

Для телескопов, устанавливаемых на ИСЗ, орбитальных станциях, стратостатах (баллонах), желательно применение чисто зеркальных систем, способных обеспечить дифракционное разрешение и пропускание ультрафиолетовых и инфракрасных лучей. Применение систем из трех зеркал расширяет возможности исправления аберраций наклонных пучков по сравнению с двухзеркальными системами.

Первая система из трех зеркал предложена М.Паулем [102]; она состоит из большого вогнутого параболического зеркала и двух сферических зеркал: выпуклого и вогнутого с одинаковыми радиусами кривизны (рис. 8.2, *а*). Центр кривизны третьего зеркала совмещен с вершиной второго зеркала. В системе исправлены сферическая аберрация, кома и астигматизм; поле зрения выпуклое с радиусом кривизны, равным фокусному расстоянию системы. Расчеты хода лучей показывают, что система обладает весьма малыми аберрациями высоких порядков; теория системы изложена в [24, с. 285]. Если принять фокусное расстояние системы $f'_0 = -1$, то параметры системы можно вычислить по формулам

$$r_1 \approx -2, \quad d_1 \approx h-1, \quad e_1^2 = 1,$$
$$r_2 \approx -2h, \quad d_2 \approx 2h, \quad e_2^2 = 0,$$
$$r_3 \approx -2h, \quad s' \approx -h, \quad e_3^2 = 0,$$

где h – параметр; при $h = 1/3$ вершины первого и третьего зеркал совпадают, что упрощает конструкцию.

Дж. Пихт [103] обобщил эту систему, рассмотрев целый класс вспомогательных систем из двух зеркал, которые в сочетании с вогнутым параболическим зеркалом делают систему апланатической; Пихт дал

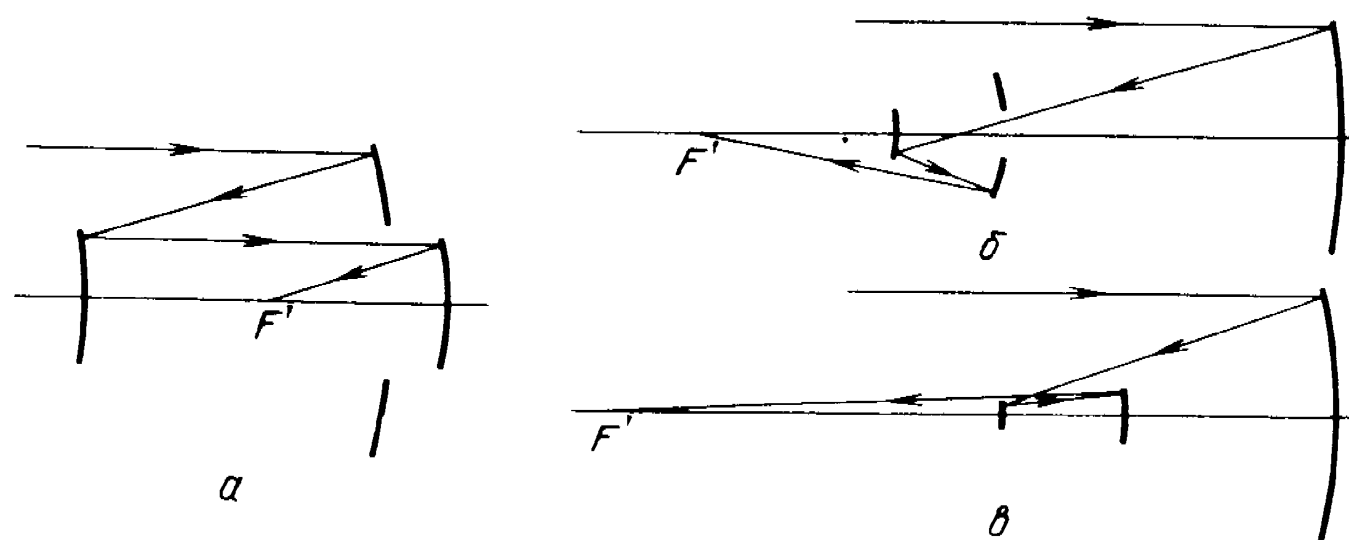


Рис. 8.2. Системы из трех зеркал с параболическим главным зеркалом: система Пауля (*а*) и системы Рамзая (*б*, *в*)

точный метод вычисления профилей зеркал этой системы, основанный на интегрировании дифференциального уравнения. Приближенный метод описан в [24].

Эти системы можно рассматривать как зеркальный корректор к параболическому зеркалу. В [24] показано, что в системе Пихта возможно исправление четырех аберраций третьего порядка – сферической, комы, астигматизма и кривизны поля. Если между вторым и третьим зеркалами осевые лучи идут параллельным пучком, то формулы для параметров

анастигмата Пихта имеют простой вид ($f'_0 = -1$) [24]

$$r_1 \approx 2(h-1), \quad d_1 \approx -(h-1)^2, \quad e_1^2 = 1,$$
$$r_2 \approx 2h(h-1), \quad d_2 \approx 2h, \quad e_2^2 \approx 1 + (h-1)^3,$$
$$r_3 \approx -2h, \quad s' \approx -h, \quad e_3^2 = 0,$$

где h – параметр. Аберрации высоких порядков незначительны, поэтому после доводки (оптимизации) система может иметь диаметр главного зеркала порядка 2 – 3 м при относительном отверстии 1:4 и дифракционном качестве изображения [22, с. 90].

Н. Рамзай [100] предпринял общее исследование двухзеркальных сферических корректоров к параболическому вогнутому зеркалу и нашел, что существуют три типа корректоров: первый тип совпадает с системой Пауля, описанной выше, второй и третий типы изображены на рис. 8.2, *б*, *в*. Третий тип увеличивает эквивалентное фокусное расстояние параболического зеркала в 2,618 раза, первый и второй – не меняют f'_0. Все системы имеют кривое поле, причем в первой и второй системах радиус кривизны поля равен фокусному расстоянию системы. Недостатком второй и третьей систем является большое экранирование (68 % и 45 % соответственно). Во всех случаях масштаб корректора можно изменять, что влияет только на аберрации высоких порядков.

Если отказаться от параболической формы главного зеркала, то можно получить систему с удобным положением фокуса в отверстии вторичного зеркала при сферической форме третьего зеркала. В этой системе первое и второе зеркала имеют гиперболическую форму; система является анастигматом с плоским полем. Подобная система с диаметром главного зеркала 40 см, относительным отверстием $A = 1:1$ и полем 12° (рис. 8.3, *а*) была успешно изготовлена и испытана в оптических мастерских Крымской астрофизической обсерватории; ввиду высокой светосилы системы ее главное и выпуклое вторичное зеркала не являются коникоидами, а отклоняются от них с целью лучшего исправления аберрации высших порядков (расчет этой системы выполнен Г.И. Цукановой) [105]. Изготовление и контроль подобных поверхностей представляют большие трудности. Н. Рамзай [106] предложил использовать систему, напоминающую систему Пауля (см. рис. 8.2, *а*), но у которой вершины первого и третьего зеркал совпадают, а фокальная поверхность расположена вблизи вершины второго зеркала. Все три зеркала имеют гиперболическую форму. К сожалению, первая и третья поверхности сильно отличаются по форме и не могут быть заменены общей поверхностью. Теория системы изложена в [52, с. 379]. Г.И. Цуканова [107] предложила систему, напоминающую один из вариантов системы Пихта, но с гиперболическим главным зеркалом; одно из вторичных зеркал может быть сферическим. В.Н. Чуриловский и Н.Н. Тульева [108] предложили зеркальный объектив (рис. 8.3, *б*), имеющий два вогнутых эллиптических зеркала и выпуклое гиперболическое; особенностью системы является небольшая длина, составляющая 1/7 фокусного расстояния, и небольшое экранирование.

Для больших телескопов наиболее перспективны системы со сферическим главным зеркалом; к ним принадлежит система Мейнела [109]

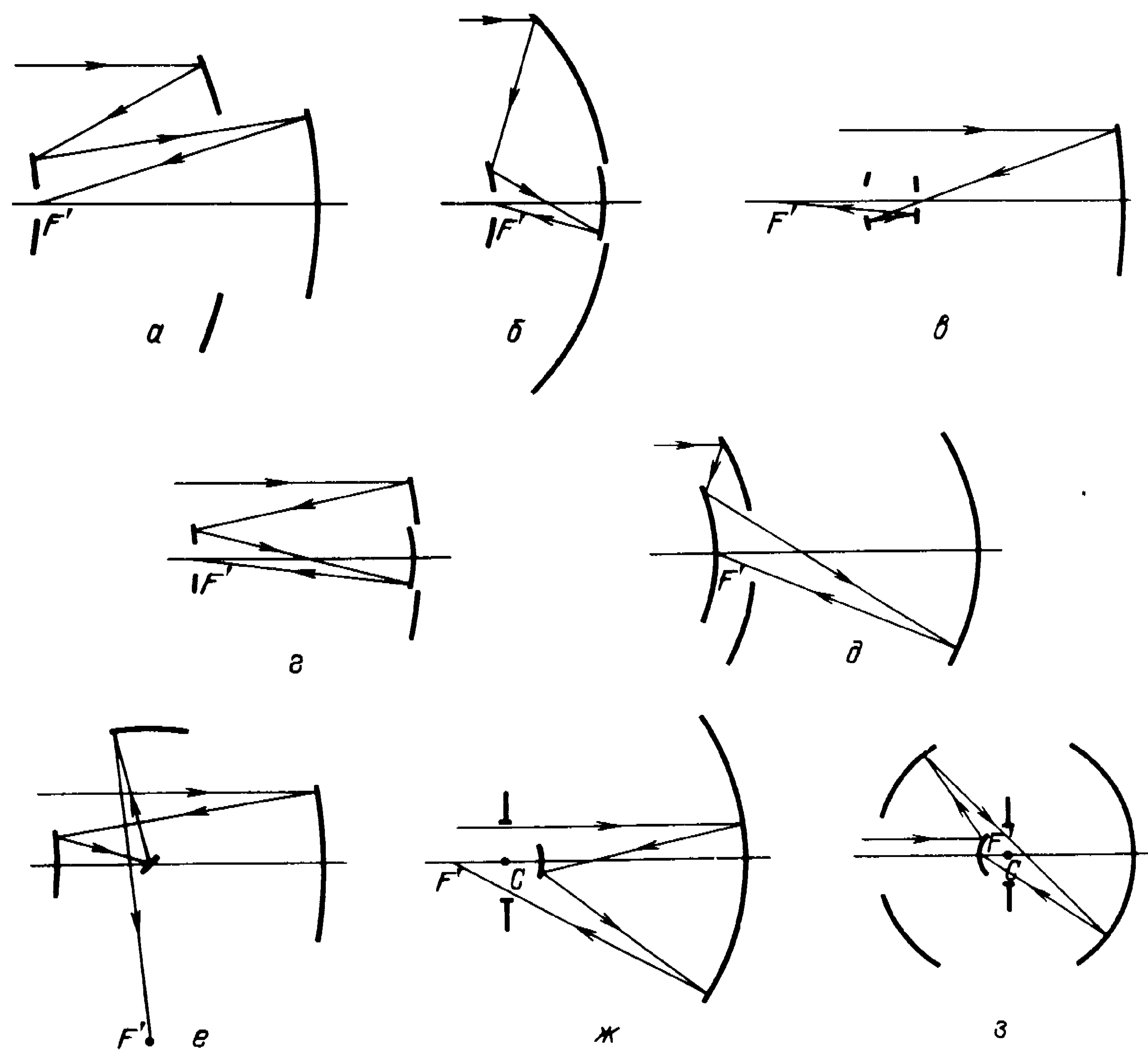


Рис. 8.3. Системы различных типов из трех зеркал: система с удобным расположением фокуса, изготовленная в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (*а*), система Чуриловского и Тульевой (*б*), система Мейнела (*в*), система Фащевского (*г*), система Цукановой и Крыжановского (*д*), система Корша (*е*), системы автора из сферических зеркал (*ж*, *з*)

(рис. 8.3, *в*). Коррекция аберраций осуществляется с помощью малых асферических зеркал. Мейнел предложил также оригинальную конструкцию монтировки для этого телескопа с диаметром главного зеркала 12,7 м сравнительно низкой стоимости.

Трехзеркальный телескоп Н.Н. Фащевского [110] состоит из вогнутого сферического главного зеркала (рис. 8.3, *г*), планоидного и вогнутого эллиптического зеркал. Изображение находится вблизи вершины планоидного зеркала. В системе исправлены все аберрации, за исключением дисторсии и кривизны поля. Телескоп изготовлен в 1978 г. в Одесской астрономической обсерватории. Он имел $D = 50$ см, поле $2\omega = 1^\circ$ и относительное отверстие 1:6,85. Планоидная поверхность тождественна поверхности главного зеркала системы ''зеркальный Шмидт'', а поэтому ее контроль может быть осуществлен с помощью вспомогательного вогнутого сферического зеркала. Подобные телескопы могут быть полезны при относительных отверстиях от 1:8 до 1:4.

Г.И. Цуканова и И.В. Крыжановский [111] предложили трехзеркальный объектив (рис. 8.3, *д*), имеющий сферическое главное зеркало и два асферических вспомогательных; фокус системы находится вблизи вершины вспомогательного выпуклого зеркала. Недостатком является большой размер третьего асферического зеркала. Светосильный телескоп-анастигмат из трех квазигиперболических зеркал, напоминающий систему Рамзая, рассчитан Г.И. Цукановой [112]. Он имеет $f_0' = 1{,}5$ м, $A = 1:1{,}5$ и угол поля 4,3°. Д. Корш [113] разработал теорию систем из трех зеркал и рассчитал систему из трех зеркал со вспомогательным плоским зеркалом (рис. 8.3, *е*). Телескопы-анастигматы с плоским полем предложены Н.Н. Михельсоном [114, 115].

Теория систем из трех зеркал и их классификация, основанные на теории аберрации третьего порядка, изложены у Н.Н. Михельсона [114, 116]. Концентрическая система из трех сферических (рис. 8.3. *ж*) зеркал рассчитана автором [39, с 107]. Она может иметь относительное отверстие более 1:1 и поле зрения свыше 20°. Первое и третье зеркала объединены, что наряду со сферической формой зеркал упрощает изготовление системы. Недостатками являются вогнутое поле зрения (радиус кривизны его равен фокусному расстоянию системы), а также большие размеры вогнутого зеркала.

Система может быть применена, например, в большом радиотелескопе, наподобие радиотелескопа в Пуэрто-Рико, имеющем неподвижное сферическое зеркало и подвижный приемник излучения. Точное выражение для угловой сферической аберрации η' системы согласно (3.6) имеет вид (учитываем, что $f_0' = \bar{p}'$, $H = k_1$, $r_1 = r_3$)

$$\eta' = \arcsin\frac{-H}{f_0'} + 4\arcsin\frac{H}{r_1} - 2\arcsin\frac{H}{r_2},$$

где $f_0' = \left(\dfrac{4}{r_1} - \dfrac{2}{r_2}\right)^{-1} = \bar{p}'$, H – расстояние луча от центра кривизны системы. Это выражение легко разложить в степенной ряд по степеням H; коэффициенты при $H^3, H^5, \ldots$ будут коэффициентами аберраций третьего, пятого и т.д. порядков.

Приведем параметры системы, изображенной на рис. 8.3, *ж* (в мм):

$$r_1 = r_3 = -100;\quad r_2 = -19{,}5;\quad d_1 = -d_2 = -80{,}5;\quad f_0' = -16,;\quad A = 1:0{,}8.$$

Угол поля может достигать $2\omega = 20^\circ$ и более в зависимости от допускаемого виньетирования. Фокальная поверхность системы легко доступна.

Другая концентрическая система из трех сферических зеркал, также предложенная автором ([39, с. 107], рис. 8,3 *з*), состоит из выпуклого малого зеркала и двух больших вогнутых зеркал; в частном случае радиусы кривизны вогнутых зеркал могут быть одинаковы по абсолютной величине, но отличаться знаком. Система может иметь относительное отверстие A свыше 1:1, а поле зрения $2\omega = 30^\circ$. Недостатками системы являются большие габариты и кривое поле зрения. Радиус кривизны поля равен фокусному расстоянию системы. Точное выражение для угловой сфери-

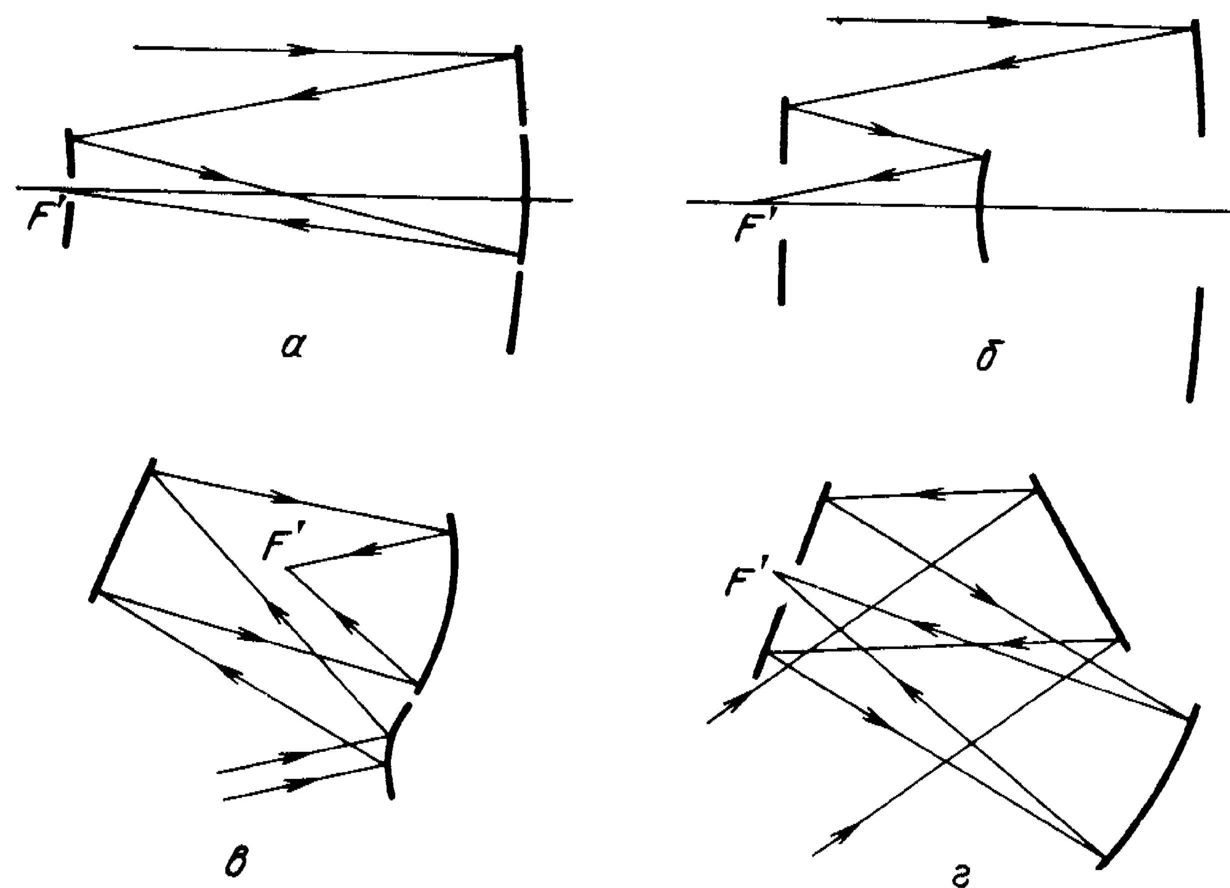


Рис. 8.4. Различные типы систем из трех зеркал: система Пименова (*а*), система для космической программы "Аполлон" (*б*), широкоугольная светосильная камера VWFC (*в*), "космический Шмидт" SST (*г*)

ческой аберрации η' системы имеет вид

$$\eta' = -\arcsin\frac{H}{f_0'} + 2\arcsin\frac{H}{r_1} - 2\arcsin\frac{H}{r_2} + 2\arcsin\frac{H}{r_3}.$$

По-прежнему коэффициенты сферической аберрации различных порядков можно получить, разлагая η' в ряд по степеням H. Приведем параметры одной из систем, рассчитанных автором (в мм) [39]:

$r_1 = 19{,}5$; $r_2 = 100$; $r_3 = -100$; $d_1 = -80{,}5$; $d_2 = 200$;

$f_0' = -16$; $A = 1{:}0{,}8$.

Угол поля $2\omega = 30°$.

Описанные зеркальные системы, обладая высокой светосилой и значительным полем, могут быть применены для изучения протяженных объектов – Млечного Пути, туманностей, комет, зодиакального света, а также и переменных звезд в широкой области спектра.

Заметим, что, дополняя системы, рассмотренные в предыдущих главах, третьим зеркалом и исправляя аберрации деформациями зеркал, можно получить новые системы; например, дополнив зафокальный "спутник" зеркалом, помещенным вблизи фокуса системы, можно получить систему с удобным наружным расположением фокальной поверхности.

Ю.Д. Пименов [117 – 119] разработал несколько трехзеркальных анастигматов для больших телескопов; некоторые из них имеют сферическое главное зеркало. Другие имеют эллипсоидальное главное зеркало, которое может быть собрано из элементарных зеркал с торической формой поверхностей (рис. 8.4, *а*). Это упростит изготовление главного зеркала большого телескопа; вторичное зеркало во всех случаях является вогнутым эллипсоидом. Ю.Д. Пименов и др. [120] предложили также использовать голографические корректоры в телескопах и разработали методику их расчета на ЭВМ.

За рубежом для ультрафиолетовых астрономических наблюдений рассчитаны оригинальные системы [90]; рассмотрим некоторые из них.

1. Для программы "Аполлон" разработана система из трех зеркал (рис. 8.4, *б*), имеющая $f_0' = -15$ см, $A = 1{:}1{,}8$ и поле 5,4°. Регистрация изображения производится на фотопленку. Недостатком системы является сравнительно большое экранирование ($\epsilon_1 = 0{,}58$).

2. Весьма широкоугольная ($2\omega = 58°$) система VWFC (рис. 8.4, *в*) имеет главное зеркало гиперболической формы, планоидное вторичное зеркало и сферическое третье; она имеет

$f_0' \equiv 29$ мм, $A = 1 : 1{,}8$.

3. "Космический Шмидт" (SST) (рис. 8.4, *г*) имеет планоидное главное зеркало, плоское вторичное зеркало и вогнутое сферическое третье зеркало, т.е. это модифицированная система Чуриловского [80]. Назначение плоского зеркала – сделать доступным фокус системы, где помещается детектор – электронная камера с приемником размером 125 × 125 мм, кривизна которого соответствует кривизне поля системы. Входной зрачок имеет форму эллипса с осями 980 × 600 мм, $f_0' = -1967{,}2$ мм; размеры изображения звезды не превосходят 1″ на поле 4,67°.

8.3. Системы из четырех зеркал

Применение четырехзеркальной схемы значительно расширяет возможность исправления аберраций и, как правило, позволяет получить удобное наружное положение фокальной поверхности. Поэтому четырехзеркальные системы интенсивно изучаются многими авторами [121 – 134]; рассчитаны интересные системы; рассмотрим их подробнее. В 1982 г. китайскими учеными была предложена система для телескопа с главным зеркалом диаметром 5 м [121] (рис. 8.5, *а*). Основная система является телескопом Ричи – Кретьена с относительным отверстием 1:4,5 и полем 30′; она имеет гиперболические зеркала. Добавляя два малых зеркала и смещая выпуклое зеркало, получаем четырехзеркальную систему с относительным отверстием 1:2,25 и полем 30′. Длина всей системы около 7,7 м. Недостатками системы являются значительная асферичность зеркал, в особенности главного, и связанные с этим трудности изготовления.

Компактная система большого космического инфракрасного апланатического телескопа разработана Дж. Роджерсом [122] (рис 8.5, *б*). Она имеет сферическое вогнутое главное зеркало с относительным отверстием 1:0,7 и три малых зеркала, из них второе и третье имеют сложную асферическую форму, рассчитанную посредством численного интегрирования двух дифференциальных уравнений (см. гл. 3). Для аппроксимации профилей зеркал Роджерс предложил сложные аналитические выражения, содержащие секансы или гиперболические косинусы.

С. Берч [123] предложил анастигмат из четырех зеркал, состоящий из телескопической системы Мерсенна и системы Боуэна (рис. 8.5, *в*).

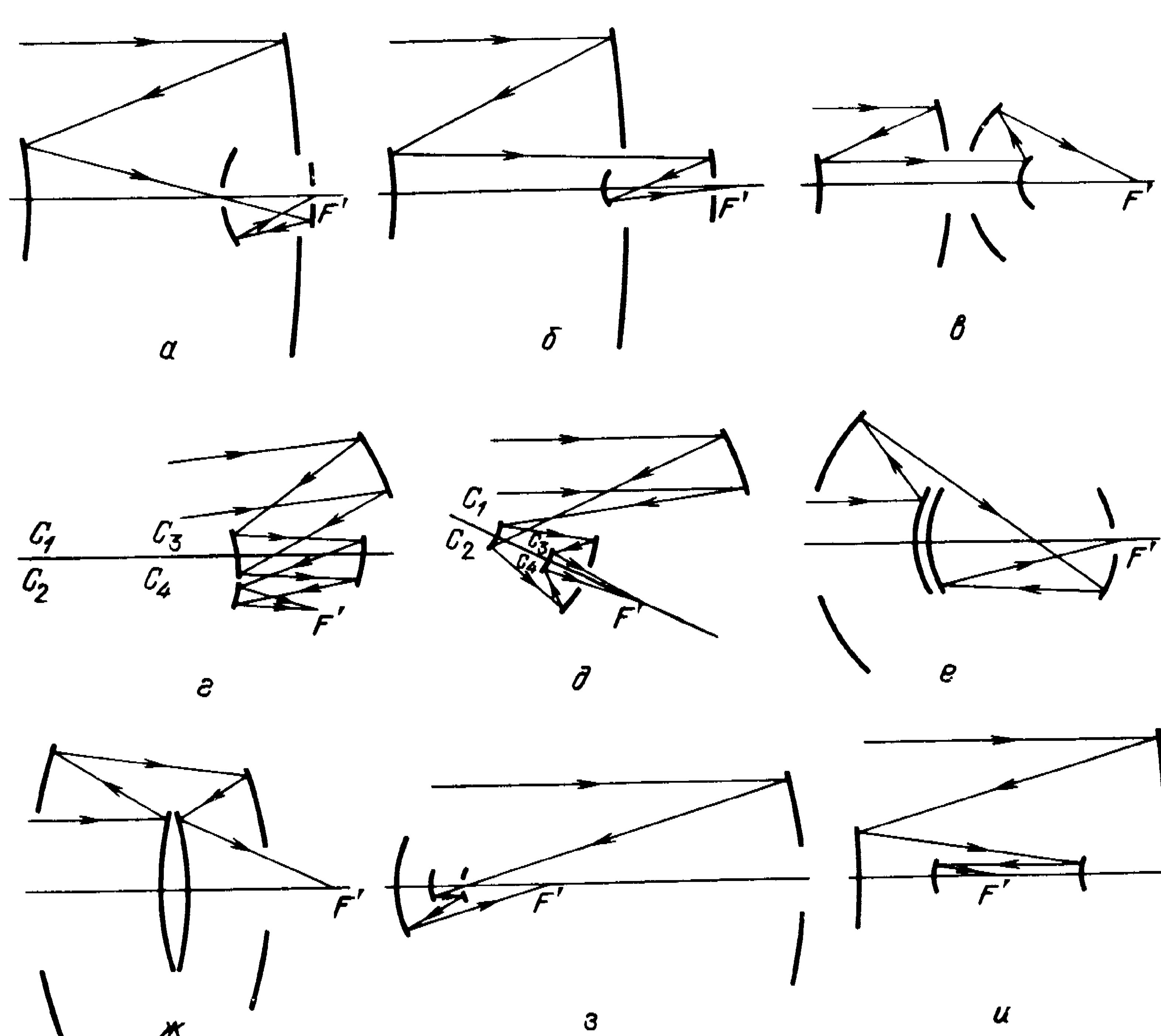


Рис. 8.5. Системы из четырех зеркал: система для китайского телескопа D = 5м (*а*), система Мейнела – Роджерса (*б*), система Берча – Чанга – Ли (*в*), системы Шафера (*г*, *д*), системы Кудриной (*е*, *ж*), системы Чуриловского – Тульевой (*з*, *и*)

Система Мерсенна состоит из вогнутого и выпуклого параболических зеркал и свободна от сферической аберрации, комы и астигматизма; концентрическая система Боуэна также свободна от этих аберраций, поэтому, очевидно, и сложная система будет свободна от этих аберраций. В дальнейшем Х.Чанг и С. Ли [124] показали, что можно получить апланатическую систему, имеющую схему Берча (рис. 8.5, *в*), но содержащую только сферические зеркала; они рассчитали подобную систему с относительным отверстием A = 1:2 и f_0' = 100 мм. Приведем параметры подобной системы (табл. 8.1), представляющей большой интерес благодаря сферической оптике и наружному расположению фокальной поверхности при сравнительно небольших диаметрах зеркал (размеры в мм).

Апертурная диафрагма расположена в отверстии главного зеркала на расстоянии 85 мм от второго зеркала; угол поля $2\omega = 2°$ все поверхности сферические, что упрощает изготовление.

Системы-анастигматы из четырех сферических зеркал предложены Д.Шафером [125] (рис. 8.5, *г*). Если перевернуть на 180° систему Боуэна [9, 70], получим концентрическую систему с мнимым изображением; дополнив систему двумя сферическими зеркалами, можно получить анастигмат из четырех зеркал – это и будет система Шафера. Заметим также, что, объединяя перевернутую систему Боуэна, дающую мнимое изображение, с обычной системой Боуэна, также можно получить анастигмат из четырех сферических зеркал (рис. 8.5, *д*); возможен вариант системы, не имеющий экранирования, а также телескопический, т.е. когда из системы выходит параллельный пучок лучей. Расчет системы сводится к независимому расчету двух концентрических систем [34], объединяемых затем в одну систему. Подобные системы перспективны для астрономических приборов, поскольку их легко изготовить, а исправление аберраций (за исключением кривизны поля) очень хорошее.

Объектив из четырех зеркал, напоминающий систему Берча, предложен Н.К. Кудриной [126]. В этой системе первое и третье зеркала асферические, что является ее недостатком; при коэффициенте центрального экранирования 0,5 возможен анастигмат с плоским полем. При D = 200 мм и A = 1 : 1,25 поле $2\omega = 6°$ при хорошем исправлении аберраций. В диссертации Н.К. Кудриной [127] рассмотрен и ряд других светосильных объективов из четырех зеркал, содержащих асферические поверхности (рис. 8.5, *е*, *ж*) (см. также авторские свидетельства [130–134]). В.Н. Чуриловский и Н.Н. Тульева [128, 129] также предложили ряд анастигматов из четырех зеркал, содержащих асферические поверхности (рис. 8.5, *з*, *и*).

Заметим, что, объединяя систему из двух зеркал, рассчитанную по формулам, приведенным в гл. 5 – 7, с двухзеркальной системой, работающей при положении предмета на конечном расстоянии, можно получить оригинальные светосильные апланатические системы из четырех зеркал. При работе в далекой ультрафиолетовой области спектра (λ < 1200 Å) коэффициент отражения зеркальных покрытий резко уменьшается, что приводит к увеличению потерь света на отражение в многозеркальных системах.

Таблица 8.1

Конструктивные элементы светосильной системы из четырех сферических зеркал (рис. 8.5, *в*, D = 100 мм; A = 1 : 1; s' = 99,3 мм)

r	d	r	d
– 332,13	– 80,0	40,944	– 20,4695
– 182,46	111,1	58,263	

В гл. 5 – 8 мы описали также системы, у которых второе или третье зеркало превышает главное по диаметру. Такие системы, как правило, не могут найти применение в крупных телескопах, но могут использоваться в спектрографах и небольших камерах, устанавливаемых на ИСЗ и стратостатах.

Глава 9

Зеркально-линзовые системы

Зеркально-линзовые системы в последние годы получили большое развитие в связи с расширением спектрального диапазона в ультрафиолетовую и инфракрасную области. Первой зеркально-линзовой системой, по-видимому, следует считать стеклянный мениск, выпуклая поверхность которого покрыта зеркальным слоем [135]. Этот объектив был изготовлен и испытан И. Ньютоном, но был им признан неудачным из-за интерференции, возникающей вследствие рассеяния света на поверхностях мениска. В XIX в. предложены зеркально-линзовые системы Шупмана и Ценгера, описанные в [52], но они не были осуществлены. Бурное развитие зеркально-линзовых систем началось в тридцатых годах текущего столетия с изобретения системы Шмидта [101], за которой последовали системы Росса [136], Слефогта – Рихтера [29, с. 383], Максутова [2], Чуриловского [24] и многие другие. Ввиду ограниченности объема книги мы будем кратко рассматривать только наиболее перспективные системы.

9.1. Система Шмидта

Б. Шмидту впервые удалось создать систему, обладающую высокой светосилой при большом поле зрения и отличном качестве изображения (рис. 9.1). В системе Шмидта исправлены сферическая аберрация, кома, астигматизм и дисторсия. Наиболее существенной является кривизна поля – радиус кривизны ее равен фокусному расстоянию системы. Сферохроматическую аберрацию и полевые аберрации высших порядков вносит коррекционная линза. Относительное отверстие A системы Шмидта может быть близко к теоретическому пределу ($A = 1 : 0{,}5$). Расчет системы Шмидта довольно прост; приближенные методы описаны в [137] и [24, 39]. Можно найти точный профиль поверхности линзы Шмидта из принципа

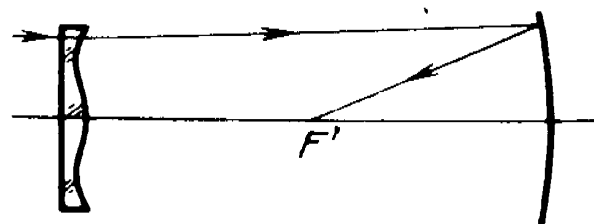


Рис. 9.1. Система Шмидта

Ферма (3.28), помещая точку предмета в фокусе системы и полагая $d = 2f'_0$ [22].

Прежде всего заметим, что профиль асферической поверхности коррекционной линзы и ее остаточные аберрации зависят от оптической силы φ_1 пластины в параксиальной области. Варьируя φ_2 в небольших пределах, можно получить систему с минимальным хроматизмом или минимальными аберрациями высших порядков и т.д. Обычно применяют пластину, обладающую минимальным хроматизмом; она вызывает смещение фокуса системы по отношению к параксиальному фокусу на

$$\Delta f' = \frac{-3}{16}\,\frac{H^2}{r}, \qquad (9.1)$$

где r – радиус кривизны зеркала, H – полудиаметр пластины. Для пластины, имеющей асферическую поверхность с нулевой кривизной в центре, следует принять $\varphi_1 = 0$. Поместим точечный источник света на оптической оси на расстоянии $P = \frac{r}{2} - \Delta f'$ от центра кривизны. Тогда для толщины пластины Δx, компенсирующей аберрацию сферического зеркала, имеем [34]

$$\Delta x \approx \frac{1}{1-n}\left(\frac{A_0}{2}y^2 + \frac{A_1}{4}y^4 + \frac{A_2}{6}y^6 + \frac{A_3}{8}y^8 + \ldots\right), \qquad (9.2)$$

где

$$A_0 = \frac{1}{P} - \frac{2}{r}, \quad A_1 = \frac{1}{6}\left(\frac{1}{P^3} - \frac{2}{r^3}\right),$$

$$A_2 = \frac{3}{40}\left(\frac{1}{P^5} - \frac{2}{r^5}\right), \quad A_3 = \frac{5}{112}\left(\frac{1}{P^7} - \frac{2}{r^7}\right),$$

n – показатель преломления стекла пластины, y – радиус ее зоны.

При $\Delta f' = 0$ и $r = -2$ (9.2) принимает вид ($f'_0 = -1$)

$$\Delta x \approx \frac{1}{n-1}\left(\frac{y^4}{32} + \frac{3}{256}y^6 + \frac{45}{8192}y^8 + \ldots\right).$$

Для пластины с минимальным хроматизмом (условие (9.1)) радиус пятна $\Delta g'$, обусловленный хроматической аберрацией, определяется формулой

$$\Delta g' = \frac{DA^2}{256\,\mu},$$

где D – диаметр пластины, μ – число Аббе. Очевидно, хроматизм быстро растет с увеличением относительного отверстия A. Для широкой области спектра обычно применяют две или более сменные корррекционные пластины. Другой способ – склеивание пластины из двух стекол с различными дисперсиями: подобная пластина может рассматриваться как линза, составленная из бесконечно малых ахроматических клиньев. Ахроматическая пластина имеет асферические наружные поверхности.

Таблица 9.1

Размеры пятна рассеяния в системе Шмидта, обусловленные аберрациями высших порядков

2ω	A			
	1 : 3	1 : 1,5	1 : 1	1 : 0,65
0°	0	0	0	0
5	0,6″	5″	16″	1′
10	2,5	20	1′06″	4
20	10	1′20″	4′40″	19
30	23	3′	10′	40

Кривизну поля можно исправить применением линзы Пиацци – Смита либо применяя волоконную линзу. В больших камерах предпочитают изгибать фотоматериал по выпуклой сферической поверхности в специальной кассете. Пластина вносит астигматизм пятого порядка, который пропорционален кубу относительного отверстия A и квадрату угла поля 2ω, что иллюстрирует табл. 9.1 (для $n = 1{,}5$).

В таблице даны значения углового диаметра пятна рассеяния, обусловленного астигматизмом; 2ω – угол поля, A – относительное отверстие системы. Очевидно, что полезное поле зрения светосильной ($A = 1 : 0{,}65$) системы Шмидта не превышает нескольких градусов. Существуют объективы Кассегрена с корректором Шмидта [22]; они могут иметь плоское поле зрения и изготовляются за рубежом серийно; их диаметр от 15 до 40 см [138]. Подобный светосильный объектив ($f'_0 = 100$ мм; $A = 1:1$; $2\omega = 6°$) применен в светосильном спектрографе СП-160 телескопа БТА и на многих других спектрографах. Существуют много вариантов системы Шмидта, а также различные варианты использования идей Шмидта в оптических приборах [1, 139]. Зеркальный аналог системы Шмидта был уже описан в разделе об анастигматах; эта система применяется в космических приборах – в астрономическом ИСЗ "ГИППАРКОС" (HIPPARCOS) [81] и планируемом за рубежом "космическом Шмидте" с отверстием ~1 м [90]. В этих приборах коррекционное зеркало наклонено к оси главного на значительный угол и не имеет оси вращения; подобные системы изучались В.Н. Чуриловским [80]; их изготовление – сложная технологическая задача.

9.2. Менисковые системы

Менисковые системы были изобретены вначале Д.Д. Максутовым [2], а затем Э. Бауэрсом [137] (рис. 9.2). Мениск в системе может быть повернут на 180° с соответствующим перерасчетом параметров. Система Максутова и ее модификации могут иметь как сферические, так и несколько

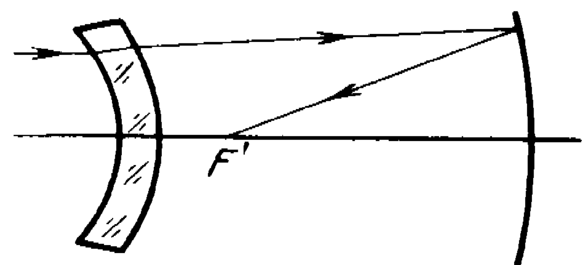


Рис. 9.2. Система Максутова

отступающие от сферы поверхности (ретушированные). Методика расчета системы изложена в [1, 24, 29]. Кратко опишем эту методику, опуская выводы формул. Прежде всего находим фокусное расстояние $f'_{\text{м}}$ мениска [29]:

$$f'_{\text{м}} = f'_0\left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{n-1}\sqrt{\frac{-n(n+1)}{d_1}f'_0} - \frac{1}{3}\frac{Af'_0}{d_1}\right), \tag{9.3}$$

где f'_0 – фокусное расстояние системы, n – показатель преломления стекла мениска, d_1 – толщина мениска, A – относительное отверстие системы.

Далее находим

$$d = -\left[1 \pm \frac{2n}{(n-1)^2}\sqrt{\frac{-f'_{\text{м}}}{d_1}}\left(\frac{f'_0}{f'_{\text{м}}}\right)^2\right]\frac{2f'_0}{1-\dfrac{2f'_0}{f'_{\text{м}}}}, \tag{9.4}$$

$$d_2 = d \mp \sqrt{-f'_{\text{м}}d_1}, \tag{9.5}$$

$$r_1 = \frac{1}{2}\frac{n^2-1}{n^2}d_1 \mp \frac{n-1}{n}\sqrt{-f'_{\text{м}}d_1}, \tag{9.6}$$

$$r_2 = r_1 - \frac{n^2-1}{n^2}d_1, \quad r_3 = 2\left(\frac{f'_{\text{м}}-d}{f'_{\text{м}}+f'_0}\right)f'_0, \tag{9.7}$$

где знаки "+" и "–" соответствуют двум возможным системам, d – расстояние от второй главной плоскости мениска до вершины зеркала, d_2 – расстояние мениска от зеркала, r_1, r_2, r_3 – радиусы кривизны поверхностей мениска и зеркала. Обычно эти формулы дают достаточно точное решение, но в ответственных случаях его желательно уточнить по данным тригонометрического расчета хода лучей либо по точным формулам для аберраций произвольной системы из сферических поверхностей, которые были приведены выше (гл. 3).

Эмпирические формулы для конструктивных элементов менисковой системы приведены в [1] и [2]. Коэффициент S_{V} дисторсии третьего порядка [29] определяется выражением (d' – расстояние входного зрачка от зеркала)

$$S_{\text{V}} \approx -\frac{1}{4}\frac{d'}{f'_0}\left[\left(\frac{d'}{|f'_0|}-3\right)^2-1\right]. \tag{9.8}$$

Очевидно, $S_{\text{V}} = 0$ (т.е. дисторсии нет), если $d' = 2f_0$ либо $d' = 0$. Астигматизм системы, как показал Д.С. Волосов [29], зависит от толщины мениска и его показателя преломления; он исправлен, если

$$d_1 \approx \frac{f'_0}{2(n+1)^2[2n(n-1)]^5}. \tag{9.9}$$

Условие (9.9) приводит к толщине мениска, неблагоприятной для изготовления, но хроматизм увеличения тонких менисков меньше. Другой путь борьбы с астигматизмом указал Д.Д. Максутов, предложивший использовать эллипсоидальное главное зеркало; этот прием применен в телескопе АЗТ-16 [1].

Предел полезным диаметрам и светосилам менисковых систем ставит остаточная сферическая аберрация, которую можно исправить ретушью одной из поверхностей системы. Если мениск изготовлен из стекла К8, а его толщина равна $D/10$, то согласно Д.Д. Максутову [2] условие для визуальной системы, удовлетворяющей критерию Рэлея по сферической

Таблица 9.2

Конструктивные элементы менисковых систем с плоским полем зрения

Параметр	Номер варианта				
	1	2	3	4	5
r_1	539,757	− 519,06	− 498,713	− 542,716	− 145,111
r_2	− 552,697	− 527,92	− 505,431	− 553,796	− 147,983
r_3	2760,0	− 2760,0	− 2760,0	− 2774,97	− 690,818
r_4	− 2611,19	− 2581,9	2571,2	− 2579,01	− 629,958
d_1	20,346 (ТК16)	13,91 (ТК16)	10,526 (ТК16)	20,0 (кварц)	5,0 (кварц)
d_2	2169,3	2309,4	2390,86	2291,68	582,471
d_3	− 940,0	− 840,0	800,0	− 776,0	− 194,0
q	− 230,28	133,0	298,24	437,8	109,9
D	400	400	400	400	150
A	1 : 5,2	1 : 5,9	1 : 6,3	1 : 6,6	1 : 4,45
δ'	17 мкм	17 мкм	18 мкм	10 мкм	19 мкм
δ'_ω	13 мкм	14 мкм	18 мкм	20 мкм	20 мкм
$\Delta l'$	10 мкм	8 мкм	6,6 мкм	12 мкм	2,8 мкм

аберрации на оси, дает

$$D_m = 2{,}9/A^{4{,}5}, \qquad (9.10)$$

где D_m – максимальный диаметр отверстия системы в миллиметрах, A – относительное отверстие. Если остаточная сферическая аберрация системы исправлена ретушью, то ее предельный диаметр D_m определяется сферохроматической аберрацией:

$$D_m = 58/A^{3{,}2}. \qquad (9.11)$$

Многие зеркальные системы могут быть преобразованы в менисковые; возможны "менисковый Ньютон", "менисковые Кассегрен" и другие [2]. В системе "менисковый Кассегрен" может быть получено плоское поле поперечником в несколько градусов [22]. Приведем параметры таких систем, рассчитанных нами на ЭВМ (табл. 9.2); все поверхности сферические, угол поля всех систем $2\omega = 4°$ [22, 140]. В табл. 9.2 приведены радиусы кривизны поверхностей и расстояния между ними, вынос фокуса q за вершину главного зеркала ($q > 0$, если фокус расположен снаружи), диаметр входного отверстия D и относительное отверстие A системы, затем даны аберрации системы: δ' – диаметр пятна рассеяния в области спектра от C(H_α) до F(H_β) на оси, δ'_ω – диаметр пятна рассеяния в лучах D для $\omega = 2°$ и хроматизм увеличения $\Delta l'$ для лучей C, F и $\omega = 2°$.

Аналогичная система используется много лет как камера спектрографа ЗТШ с ЭОП [140].

Разновидностью менисковых систем является "менисковый" Шмидт" – концентрическая менисковая система; в ней хроматизм положения не исправлен, но астигматизм, кома и хроматизм увеличения отсутствуют. Теория аберраций этих систем описана в [39]; существуют многочисленные модификации системы, например объектив "Астродар" для наблюдений ИСЗ. Он имеет $D = 500$ мм, $f'_0 = -700$ мм и поле 5° × 30° [1].

9.3. Система с тонкой отрицательной линзой

В системе Максутова, рассмотренной выше, применяется сравнительно толстая менискообразная линза малой оптической силы; остаточная сферическая аберрация ее значительна, что ограничивает предельный диаметр и светосилу. Оказалось, что, увеличив оптическую силу линзы и уменьшив ее толщину, можно резко увеличить допустимое относительное отверстие за счет ухудшения ее хроматических аберраций при сохранении сферической формы поверхностей [141]. Подобная система представляет большой интерес для светосильных спектрографов (рис. 9.3, *а*). Важным достоинством системы является возможность работы в широкой спектральной области, что выгодно отличает ее, например, от системы Шмидта.

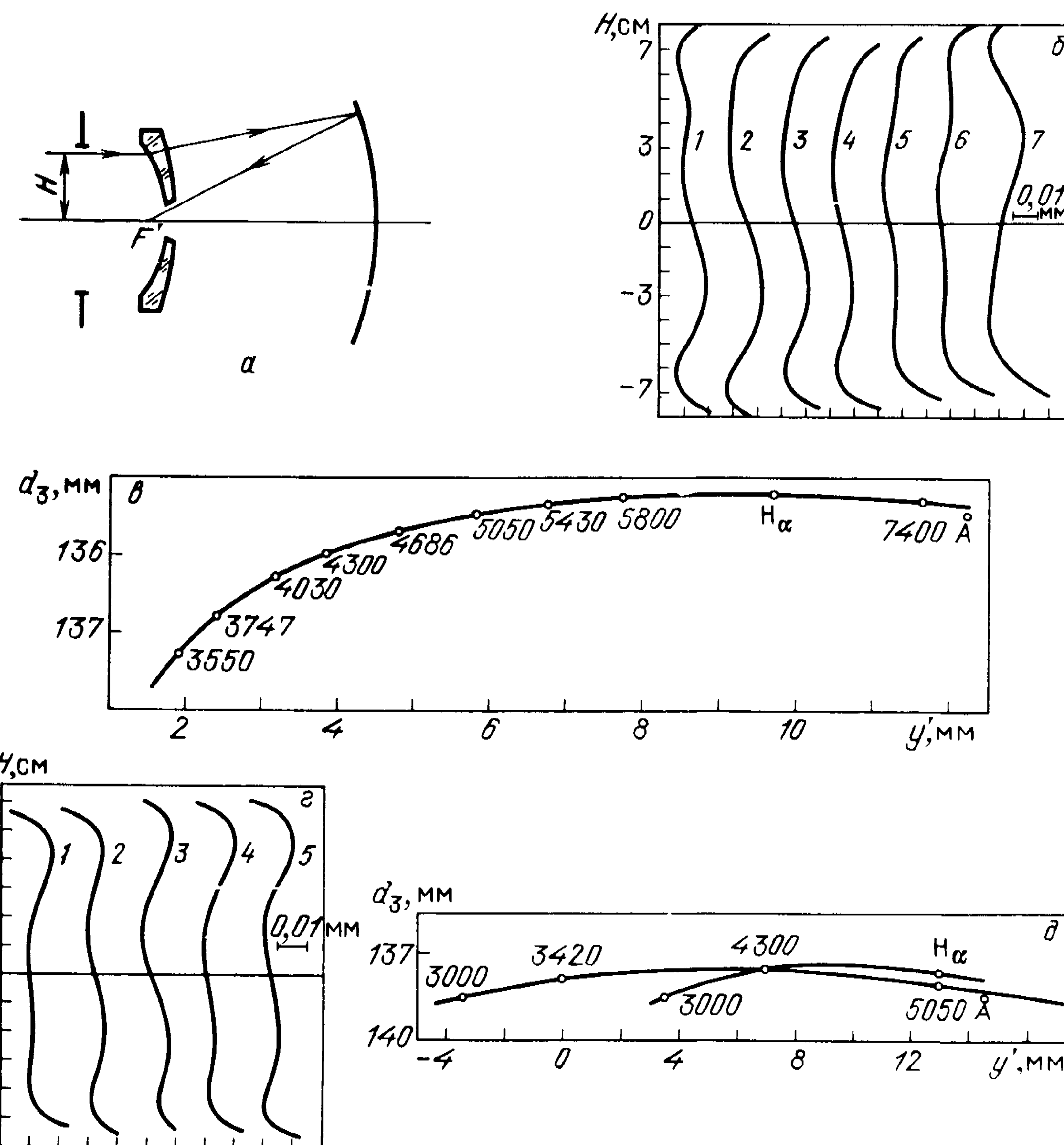


Рис. 9.3. Система с тонкой отрицательной линзой: оптическая схема системы (*а*), поперечные аберрации в меридиональной плоскости для различных длин волн (*б*), профиль фокальной поверхности и расположение спектра относительно оптической оси; d_3 – расстояние изображения от вершины зеркала, y' – расстояние изображения от оптической оси (*в*), поперечные аберрации в меридиональной плоскости для системы с кварцевой тонкой линзой для различных длин волн (*г*), д) профили фокальной поверхности и расположение спектра относительно оптической оси для двух дисперсий в системе с кварцевой линзой (*д*)

Таблица 9.3
Конструктивные элементы светосильной системы с тонкой отрицательной линзой

r, мм	d, мм	Среда
		Воздух
− 100,0	3,0	(стекло Ф1)
− 193,0	127,15	Воздух
− 200,0		

Таблица 9.4
Обозначения к рис. 9.3, *б*

Обозначение	λ, Å	tg ω
1	6563	0,1
2	5800	0,08
3	5050	0,06
4	4680	0,05
5	4300	0,04
6	4000	0,035
7	3727	0,025

Таблица 9.5
Конструктивные элементы светосильной системы с тонкой линзой из кварцевого стекла

r, мм	d, мм	Среда
		Воздух
− 100,0	2,0	(стекло кварцевое)
− 240,0	133,0	Воздух
− 216,0		

Таблица 9.6
Обозначения к рис. 9.3, *г*

Обозначение	λ, Å	tg ω
1	3000	− 0,035
2	3420	0,0
3	4300	0,07
4	5050	0,13
5	6563	0,14

Расчет системы на сферическую аберрацию и кому может быть произведен по формулам (3.1) – (3.6); условие ахроматизма не используется. В ответственных случаях производится доводка расчета с целью исправления комы для заданного угла ω и цвета. Расчет наклонных лучей показал, что каждому углу поля 2ω соответствует определенная длина волны λ, для которой удается наилучшим образом исправить кому. Это свойство должно быть учтено при расчете камеры спектрографа. Приведем пример системы, примененной в качестве камеры светосильного небулярного спектрографа телескопа ЗТШ, работающего в Крымской астрофизической обсерватории.

Коллиматором служит параболическое зеркало; дифракционная решетка обеспечивает дисперсию около 370 Å/мм. Параметры системы даны в табл. 9.3. Система имеет относительное отверстие $A = 1:0{,}65$ при $f'_0 = -100$ мм. Кассетная часть с фотоматериалом установлена над отверстием, имеющимся в центре линзы. На рис. 9.3, *б* даны поперечные аберрации в меридиональной плоскости для различных λ и наклонов ω пучка, входящего в систему. Обозначения к рис. 9.3, *б* поясняет табл. 9.4.

Кривизна поля системы значительна; зависимость расстояния $|d_3|$ изображения от зеркала как функция расстояния y от оптической оси дана на рис. 9.3, *в*. Астигматизм не вредит отчетливости изображения спектральных линий – полуширина линий не превышает 15 мкм на мелкозернистом фотоматериале. Регистрируется область спектра λ = 3400 – 7500 Å. Очевидно, заменив стекло Ф1 линзы кроном с близким показателем преломления, но меньшей дисперсией (ТК17, БФ12), можно еще больше расширить спектральную область – вплоть до границы прозрачности стекла (λ = 3400 ÷ 20 000 Å); при этом угловая дисперсия решетки должна быть меньше. Конструктивные элементы системы остаются прежними. Можно рассчитать также систему с линзой из плавленного кварца, что позволит работать в ультрафиолетовой области спектра. Приведем параметры подобной системы (табл. 9.5). Система имеет $A = 1:1$ при $f'_0 = -100$ мм.

На рис. 9.3, *г* изображены кривые поперечных аберраций в меридиональной плоскости для различных λ и ω. Обозначения к рис. 9.3, *г* поясняет табл. 9.6.

Зависимость расстояния $|d_3|$ изображения от плоскости, проходящей через вершину зеркала перпендикулярно оптической оси, от y' (расстояния от оптической оси) дана на рис. 9.3, *д*. На рис. 9.3, *д* даны кривые для двух дисперсий: *1* – большая и *2* – малая дисперсия, т.е. эту камеру можно применять с двумя решетками, дающими различные дисперсии.

Заметим, что кривизну поля описанных систем можно, по-видимому, исправить волоконной линзой, что позволит работать, например, с ПЗС-матрицей. Это замечание справедливо и для других систем, имеющих неисправленную кривизну поля.

В заключение заметим, что можно исправить хроматизм системы, введя "хроматический радиус", т.е. склеенную линзу, состоящую из стекол с одинаковым средним показателем преломления, но различными дисперсиями [141], например из стекол ТК16 и Ф1.

Подобная ахроматизованная система с отверстием = 200 мм и $A = 1:1$ была нами успешно изготовлена.

9.4. Системы с двухлинзовым афокальным компенсатором (системы Слефогта – Рихтера)

Рассмотрим систему, состоящую из тонкого афокального компенсатора из двух линз и вогнутого сферического зеркала (рис. 9.4, *а*). Теория системы была разработана Д.С. Волосовым [29]. Обе линзы изготавливаются из одного материала. Нельзя помещать компенсатор в центре кривизны зеркала, так как компенсатор не сможет исправить сферическую аберрацию зеркала. Если система апланатична, то астигматизм ее зависит только от расстояния компенсатора от зеркала d, а коэффициент астигматизма S_{III} равен

$$S_{III} = \left(1 - \frac{d}{2f'_0}\right)^2,$$

где f'_0 – фокусное расстояние системы. Наличие афокального компенсатора не влияет на кривизну поля системы – она такая же, как и у одиночного зеркала. Резкое изображение спектра можно получить на плоскости, если $|d/f'_0| = 0{,}85$. В [29] показано, что, дополнив систему линзой Пиацци – Смита, можно исправить и кривизну поля, и астигматизм. Система обычно обладает вторичным спектром и сферической аберрацией, которые в несколько раз больше, нежели в системе Максутова. Однако в [142] показано, что можно рассчитать систему, работающую в широком диапазоне длин волн, применяя фтористый литий либо кварцевое стекло. В частности, система с фтористым литием позволяет работать в области 1500 – 2000 Å. Приведем параметры этой системы (табл. 9.7). Поле зрения ограничено астигматизмом. Эта система представляет большой интерес для внеатмосферных наблюдений в далеком ультрафиолете.

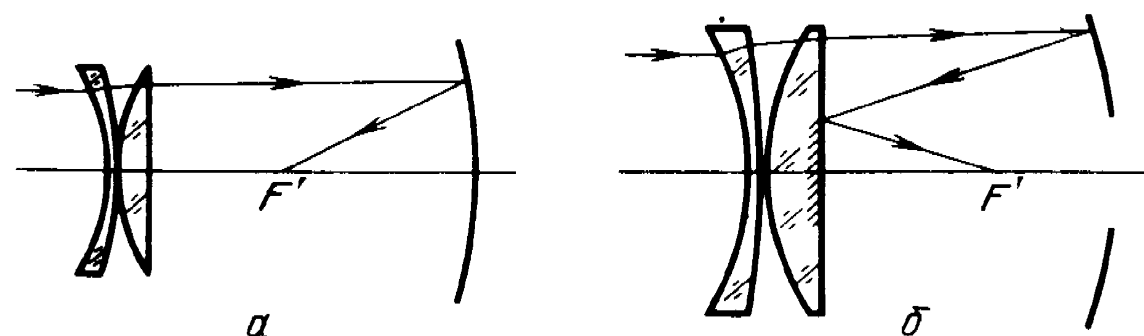


Рис. 9.4. Системы Слефогта – Рихтера: основная система (*а*), система с удобным расположением фокуса (см. рис. 5.10) (*б*)

Объективы с афокальным компенсатором просты в изготовлении и юстировке; при фокальном расстоянии около 1 м их относительное отверстие может доходить до 1:1,4 – именно такие характеристики имеет астрограф, работающий в Крымской астрофизической обсерватории с 1955 г. Приведем данные этого уникального телескопа (табл. 9.8 и рис. 9.4, *б*). Центральный участок плоской поверхности второй линзы покрыт зеркальным слоем, поэтому система напоминает кассегреновскую. Доступ к кассетной части – через отверстие в зеркале. Телескоп весьма

Таблица 9.7

Конструктивные элементы системы Слефогта – Рихтера для далекого ультрафиолета (D = 70 мм; A = 1 : 1,3; $2\omega = 6°$)

r, мм	d, мм	Среда
		Воздух
– 85,158	3,91	Фтористый литий
– 126,533	0,0	Воздух
3404,72	4,0	Фтористый литий
– 304,35	65	Воздух
– 181,1		

Таблица 9.8

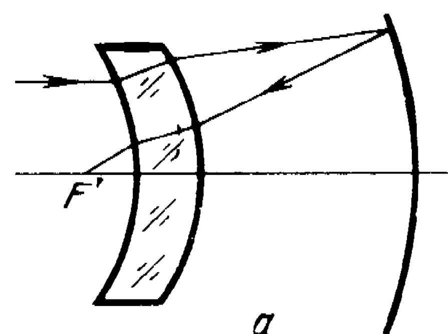
Конструктивные элементы астрографа с D = 643 мм, A = 1 : 1,4

r, мм	d, мм	Показатели преломления
		1,0
– 794,1	30,0	1,5163 (К8)
– 1140,0	0,0	1,0
2751,0	40,0	1,5163 (К8)
∞	537,0	1,0
– 1811,0	– 537,0	–1,0
∞		1,0

компактен, но полезное поле зрения его ($2\omega = 3°$) ограничено астигматизмом. Первоначально телескоп применялся для фотографирования туманностей. В дальнейшем телескоп был нами модифицирован – к нему добавлена система из двух зеркал, напоминающая систему Боуэна [69] и удлиняющая его фокусное расстояние до 9,36 м; это сделало инструмент пригодным и для целей электрофотометрии. Афокальный компенсатор может быть применен и в системе Кассегрена со сферическими зеркалами и плоским полем [29].

9.5. Концентрические светосильные объективы

Иногда, даже при больших относительных отверстиях, удается обойтись сферической оптикой. В [20, 39] разработана теория аберраций концентрических систем, рассчитаны варианты систем для камер спектрографов. В этих системах с применением иммерсии относительные отверстия доходят до 1:0,4.



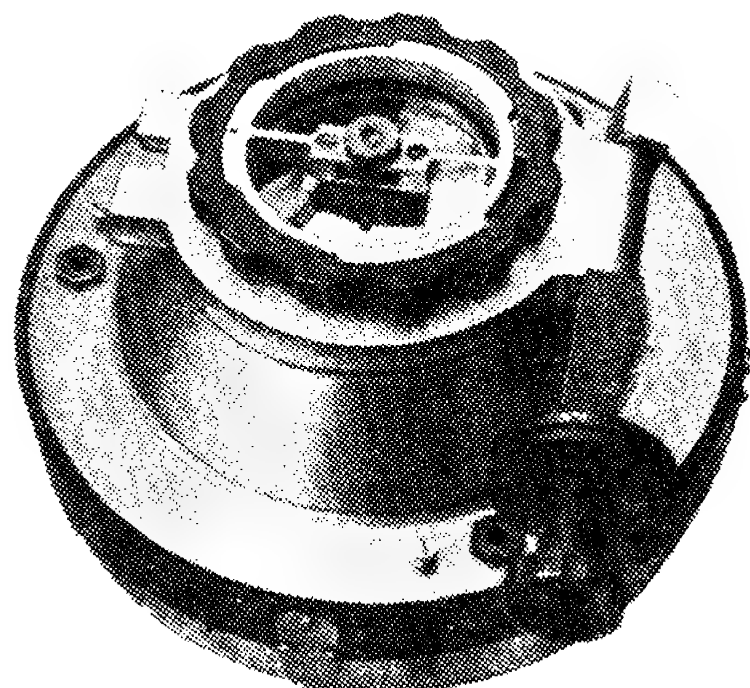


Рис. 9.5. Концентрическая менисковая система: оптическая схема (*а*), система в сборе с кассетой перед мениском (*б*)

Концентрическая система, состоящая из мениска и вогнутого сферического зеркала с двойным прохождением лучей через мениск (рис. 9.5), применена в светосильных спектрографах Южной станции ГАИШ [143]. При относительном отверстии A = 1:0,68 и D = 70 мм угол поля доходит до 40°; спектр фотографируется на пленку, изогнутую по сфере [20, 39]. Другим примером концентрической светосильной системы служит известная система Боуэна, состоящая из двух сферических зеркал [69] (см. рис. 5,9, *а*). Недостатками ее являются большие габариты вторичного зеркала (диаметр его более чем в четыре раза превышает диаметр входного зрачка). Относительное отверстие ее доходит до 1:1 при фокусном расстоянии 100 мм; поле вогнутое с радиусом кривизны, равным фокусному расстоянию с обратным знаком. Существуют зеркально-линзовые модификации этой системы с плоским полем либо с увеличенной светосилой; в последнем варианте к системе Боуэна добавляется апланатическая линза, концентричная с системой [69] (см. рис. 5.9, *б*). Система Боуэна применена в эшельном спектрографе телескопа БТА (6-метрового телескопа) и в некоторых зарубежных спектрографах для больших телескопов [70, 71, 144, 145].

Таблица 9.9

Конструктивные элементы четырех систем Боуэна

Номер системы	r_1	r_2	D	$R = -f'$	δ'	A
1	100,0	259,77	50,0	– 81,2499	0,0008	1:1,63
2	85,0	220,1	50,0	– 69,2394	0,002015	1:1,38
3	60,0	153,694	50,0	– 49,2113	0,00867	1:1
4	50,0	126,35	50,0	– 41,372	0,02	1:0,82

Радиус кривизны R поля системы Боуэна определяется формулой (предмет расположен на бесконечности)

$$R = \left[2\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)\right]^{-1} = -f'_0.$$

Угловая сферическая аберрация η' определяется точным выражением

$$\eta' = \arcsin\frac{H}{R} + 2\left(\arcsin\frac{H}{r_1} - \arcsin\frac{H}{r_2}\right),$$

где H – длина перпендикуляра, опущенного из центра кривизны системы на луч. Параметры ряда вариантов системы Боуэна даны в табл. 9.9; δ' – размер пятна наименьшего рассеяния на оси в мм.

9.6. Системы, использующие зеркало Манжена

Оригинальные светосильные системы, использующие зеркало Манжена, были разработаны в последние годы [52, с. 351]. Эти системы отличаются компактностью и хорошим исправлением аберраций. Они подробно описаны в [146]; приведем пример объектива, рассчитанного Л. Канцеком [146], пригодного в качестве камеры светосильного спектрографа и имеющего простую конструкцию (рис. 9.6); система содержит немецкие стекла SF55, LaF23, FK23 (табл. 9.10).

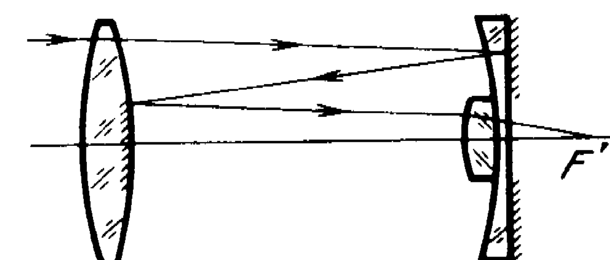


Рис. 9.6. Система с зеркалом Манжена

Поле зрения плоское; угол поля $2\omega = 10°$. Аналогичную схему имеет объектив "Нева", применяемый для небольших телескопов; его длина не превышает 0,6 диаметров. Системы Шупмана (медиальные системы) также содержат зеркало Манжена [52]; они не получили распространения, и мы их рассматривать не будем.

Применение двух зеркал Манжена в качестве системы Кассегрена требует сложного компенсатора для исправления остаточных аберраций, а поэтому такие системы непрактичны.

Таблица 9.10

Конструктивные элементы зеркально-линзовой системы (рис. 9.6, D = 83 мм; A = 1 : 1,2; s' = 8,7 мм)

r, мм	d, мм	Среда	r, мм	d, мм	Среда
		Воздух	– 137,033	– 46,9	Воздух
747,831	7,5	SF55	– 2214,35	– 41,9	Воздух
–2214,35	46,9	Воздух	37,388	5,0	FK3
–137,033	8,0	LaF23	– 137,033	8,0	LaF23
–198,791	–8,0	LaF23	– 198,781		Воздух

9.7. Зеркально-линзовые системы с компенсатором в сходящемся пучке

9.7.1. Системы со сферической оптикой. Простейшей системой является система Максутова [147, 2], состоящая из сферического вогнутого зеркала и мениска перед фокусом системы (рис. 9.7, *а*). Система может иметь хорошее исправление осевых аберраций и комы при относительном отверстии до 1:3 и $f'_0 = -0{,}3$ м. Поле ограничено кривизной и астигматизмом. Значительно лучшие характеристики имеет система Чуриловского (рис. 9.7, *б*) [24], исследованная П.П. Аргуновым [148] – она допускает относительное отверстие до 1:1,5 при $f'_0 = -1$ м при хорошем исправлении осевых аберраций и комы. Кривизна поля и астигматизм не исправлены.

Очевидный недостаток систем, изображенных на рис. 9.7, *а, б,* – неудобное внутреннее положение фокуса. Системы кассегреновского типа свободны от этого недостатка. Простейшая из них состоит из двух сферических зеркал и мениска (рис. 9.7, *в*); она была изучена нами численно на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы. Оказалось, что в этой системе может быть получено хорошее исправление сферической аберрации, хроматизма положения и увеличения, но кома остается значительной и ограничивает полезное поле. Например, для телескопа с диаметром главного зеркала D = 1 м при радиусах кривизны зеркал $r_1 = r_2 = -8236$ мм и расстоянии между зеркалами $d = -2384$ мм зависимость отступления от условия изо-

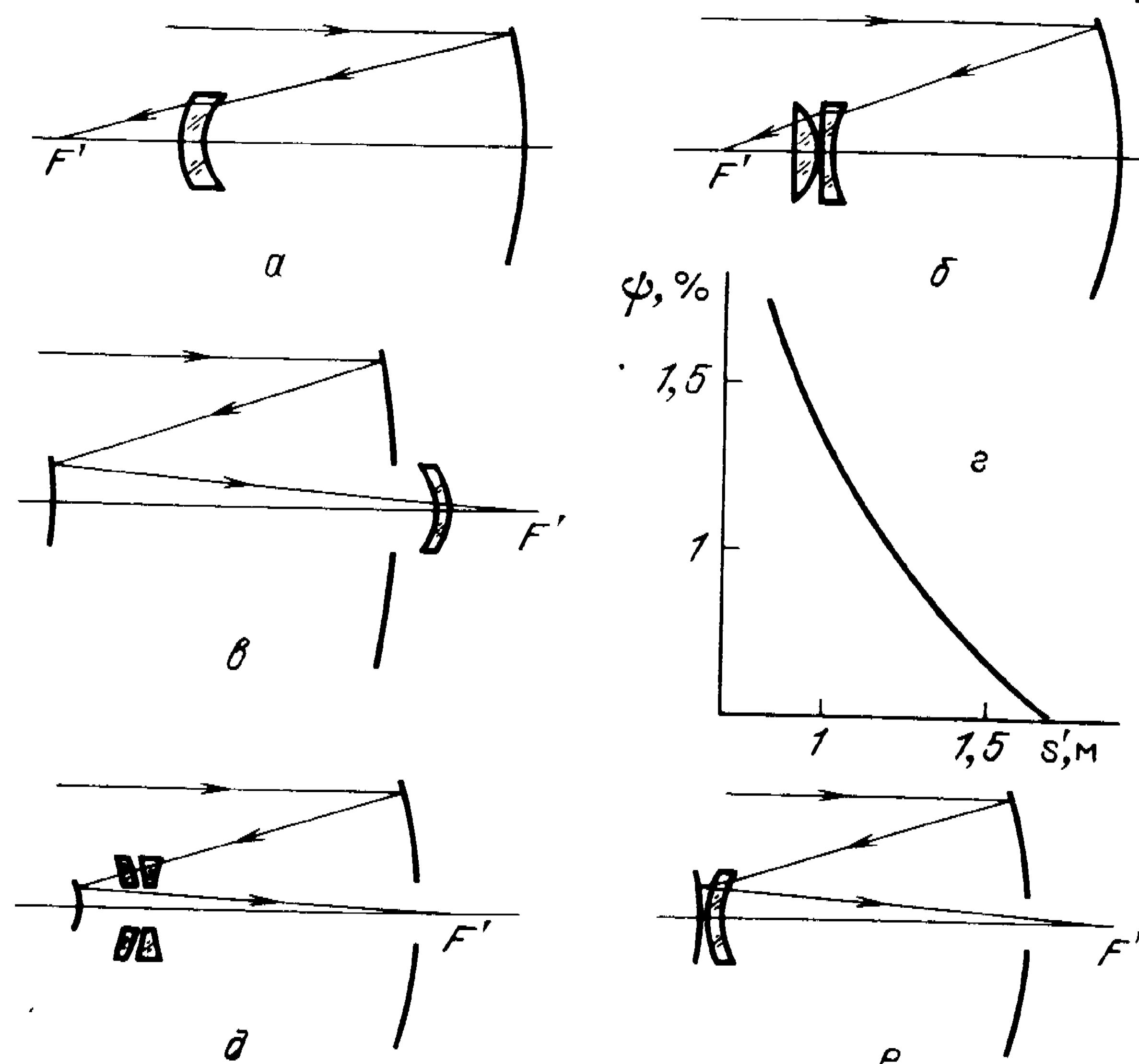


Рис. 9.7. Зеркально-линзовые системы со сферической оптикой: система Максутова (*а*), система Чуриловского (*б*), система кассегреновского типа с предфокальным мениском (*в*), зависимость отступления от условия синусов ψ от s' для предыдущей системы со сферической оптикой (*г*), система кассегреновского типа с предфокальным двухлинзовым компенсатором (*д*), система кассегреновского типа со сферической оптикой с двукратным прохождением лучей через мениск (*е*)

Таблица 9.11

Конструктивные элементы зеркально-линзовой системы со сферической оптикой

(D = 1000 мм; A = 1:7,44; s' = 1489 мм; $2\omega = 4'$)

r, мм	d, мм	n	r, мм	d, мм	n
		1,0	–261,76	28,2	1,46027 (кварцевое стекло)
–8236,0	–2384,0	–1,0			
–8236,0	1600,0	1,0	–271,93		1,0

Таблица 9.12

Аберрации системы из табл. 9.11

m, мм	$\Delta g'$, мкм			$\Delta f'$, мм		
	F	e	C	F	e	C
100	3,8	3,2	2,4	–	–	–
200	4,2	3,6	2,5	4,0	4,08	4,17
300	0	0,2	0,0	10,78	11,0	11,3
400	–6,6	–3,8	–1,0	20,51	20,96	21,49
500	–8,3	0,0	9,3	33,33	34,11	35,06

планазии ψ как функция расстояния s' мениска от фокальной плоскости системы имеет вид, изображенный на рис. 9.7, *г*. Очевидно, что кома быстро растет с приближением мениска к фокусу системы, а толщина мениска уменьшается. Приведем параметры одной из систем (табл. 9.11); мениск из кварцевого стекла; область ахроматизации λ = 4860–6500 Å [149]. Остаточные аберрации системы даны в табл. 9.12; m – зона входного отверстия (т.е. главного зеркала).

Применив компенсатор из двух тонких линз в системе, изображенной на рис. 9.7, *в*, получим систему, изученную В.Н. Чуриловским [24]. Она допускает апланатическую коррекцию наряду с хорошим исправлением хроматических аберраций и кривизны поля. Эта система была применена в первоначальном варианте телескопа АСТ-1200 с составным главным зеркалом диаметром 1200 мм и A = 1 : 3,3 [74]. В.Н. Чуриловский показал [24], что, дополнив систему еще одним тонким компенсатором из двух линз, можно исправить наряду с указанными аберрациями также астигматизм и дисторсию.

В [24] показано также, что, применяя асферические поверхности, можно упростить конструкцию некоторых описанных ранее систем, уменьшив число линз. Автор [150] предложил простую и компактную систему (рис. 9.7, *д*) с хорошим исправлением аберраций для угла поля 30′, а также менисковую систему с двукратным прохождением лучей через мениск (рис. 9.7, *е*). Система имеет хорошее исправление осевых аберраций для широкой области спектра, но поле ограничено комой и не превышает 30′. Система получила дальнейшее развитие за рубежом [151].

Ю.А. Клевцов [152] предложил заменить выпуклое зеркало этой системы зеркалом Манжена и показал, что в полученной системе может быть исправлена также и кома. Несколько раньше аналогичная система была предложена П.П. Аргуновым [153]. Системы Аргунова получили применение в нашей стране для небольших телескопов (до D = 640 мм); практика показала, что потери света и светорассеивание существенно снижают проницающую силу этих телескопов по сравнению с зеркальными системами кассегреновского типа.

9.7.2. Зеркально-линзовые системы с асферическими поверхностями и с компенсатором в сходящемся пучке. А. Баранн и Ж. Леметр [154] предложили модифицированную систему (рис. 9.8, *а*) с асферическим вторичным зеркалом и корректором из плавленого кварца. Система имеет поле $2\omega = 10'$ при диаметре пятна рассеяния не более 0,3″. Ее предполагается применить в телескопе с составным главным зеркалом. Параметры системы даны в табл. 9.13. Диаметры линз около 200 мм. Единственная асфериче-

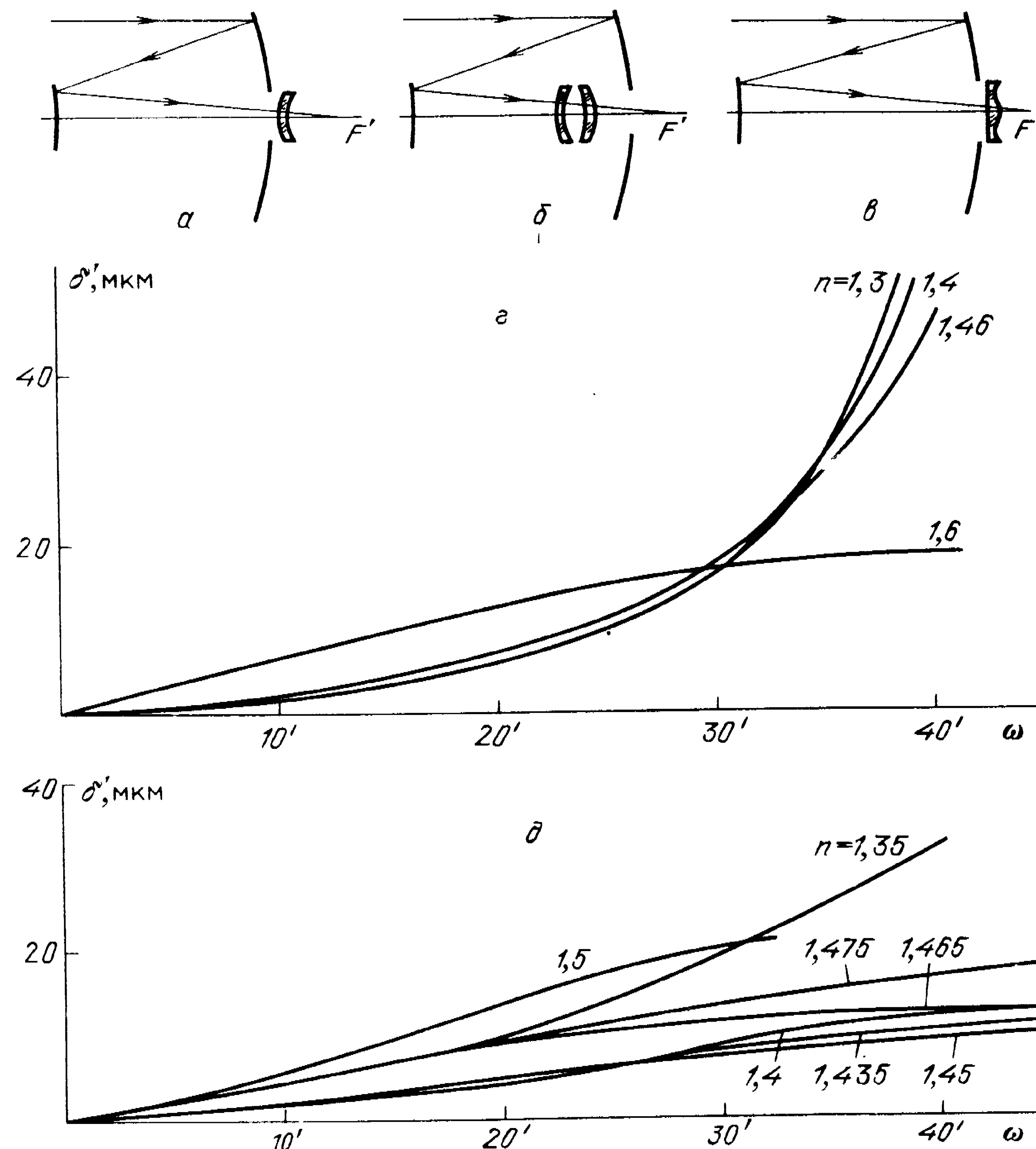


Рис. 9.8. Системы кассегреновского типа с асферическими поверхностями с компенсатором перед фокусом: система с мениском (*а*), система с двухлинзовым компенсатором (*б*), система Гаскойна (*в*), зависимость размера δ' пятна наименьшего рассеяния по полю от коэффициента преломления мениска для системы квази Ричи – Кретьена (*г*, см. схему *а*), аналогичная зависимость для квази Ричи – Кретьена с асферическим мениском (*д*)

Таблица 9.13

Конструктивные элементы системы с асферическим вторичным зеркалом (рис. 9.8, *а*, D = 3500 мм; A = 1:6,66; s' = 927,3 мм)

r, мм	d, мм	e^2	r, мм	d, мм e^2	e^2
–17000	–5909,0	0	357,4	20,0	0
–8291,4	5978,5	–9,837	–1184,2	20,0 (кварц)	0
1123,2	10,0 (кварц)	0	–367,0		0

Таблица 9.14

Конструктивные элементы системы с асферическим главным зеркалом (рис. 9.8, *б*, D = 390 мм; A = 1:2,5; s' = 186,6 мм)

r, мм	d, мм	e^2	r, мм	d, мм	e^2
–1166,6	–342	1,0	139,12	20,0	0,0
–1166,6	202,15	0,0	–849,8	9,87 (кварц)	0,0
288,45	9,87 (кварц)	0,0	–200,57		0,0

Таблица 9.15

Конструктивные элементы системы Ричи – Кретьена с асферическим мениском (D = 1000 мм; A = 1:7,1; s' = 576,9 мм)

r, мм	d, мм	e^2	r, мм	d, мм	e^2
–8236,0	–2384,0	1,66632	616,355	18,0 (кварц)	0,620193
–8236,0	2400,0	35,9031	599,248		0,0

Таблица 9.16

Конструктивные элементы системы Ричи – Кретьена с ахроматическим мениском (D = 1000 мм; A = 1:7,17; s' = 583 мм)

r, мм	d, мм	e^2	r, мм	d, мм	e^2
–8236,0	–2384,0	1,60853	183,165	8,45 (LiF)	0,0
–8236,0	2400,0	33,6437	177,503		0,0

ская поверхность ее – вторичное зеркало – имеет форму сплюснутого сфероида.

Светосильная система с параболическим главным зеркалом (рис. 9.8, *б*) была рассчитана французскими учеными [90] для наблюдений в ультрафиолетовой области 1850 – 2500 Å (табл. 9.14). Система имеет плоское поле $2\omega = 2{,}5^\circ$; она представляет интерес для космических приборов; размеры пятна рассеяния не превосходят 10″ по всему полю.

Г.И. Тихомирова [155] для кассегреновской схемы предложила корректор из двух концентрических асферических менисков, исправляющих кому и астигматизм; главное зеркало – эллипсоид, вторичное зеркало может быть сферическим; она предложила также и ряд других систем с асферическими корректорами. Линзовые корректоры в телескопах Ричи–Кретьена бывают двух типов – со сферическими поверхностями линз [156, 157] и с асферическими поверхностями [157 – 165]. Наибольшее распространение получил корректор С. Гаскойна [159] (рис. 9.8, *в*), напоминающий линзу системы Шмидта; его недостаток – значительный хроматизм, вернее, зависимость аберраций от длины волны света. С этим недостатком можно бороться путем перемещения корректора вдоль оптической оси. Например, телескоп с D = 2540 мм [166] имеет корректор, рассчитанный для λ = 4020 Å; при работе на λ = 3500 Å корректор приближают к фокусу на 8,8 мм, а для λ = 7000 Å удаляют на 18,3 мм. Другой недостаток корректора Гаскойна – трудность изготовления асферической поверхности. Мы нашли [149], что, применяя менискообразный асферический корректор (рис. 9.8, *а*) можно освободиться от первого недостатка и получить систему, работающую в весьма широкой области спектра – от ближнего ультрафиолета до инфракрасной области; кривизна поля также может быть исправлена, а поле доходит до 1,5°. Приведем параметры этой системы (табл. 9.15).

Мениск изготовляется из кварцевого стекла. Хроматические аберрации в системе пренебрежимо малы; зависимость размеров δ' пятна наименьшего рассеяния от ω дана на рис. 9.8, *г*. Полезное поле (плоское) составляет $2\omega = 1{,}5^\circ$. Спектральный диапазон – от 40 000 до 3600 Å; система рассчитана на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы [149].

Если требуется меньшее поле зрения, порядка 1°, то может быть применен более простой менисковый корректор со сферическими поверхностями [149]. Параметры системы со сферическим мениском (мениск из LiF) даны в табл. 9.16 [149]; зависимости пятна рассеяния по полю от показателя преломления изображены на рис. 9.8, *д*; поле плоское.

Эта система может быть использована в очень широком диапазоне спектра (1500 – 60 000 Å), но при условии перефокусировки светоприемника при переходе от видимой области к ультрафиолетовой или инфракрасной.

Кома и астигматизм в классических системах Кассегрена могут быть исправлены менискообразным корректором [24]. Заметим, что система Ричи – Кретьена с корректором обычно может работать и без корректора ценой введения аберраций комы и астигматизма. Важно, чтобы телескоп мог обеспечить хотя бы малое поле при работе в чисто зеркальном варианте без корректора, что необходимо, например, для наблюдений в ультрафиолетовой области.

О линзовых корректорах поля для асферического главного зеркала достаточно полный материал содержится в книге Н.Н. Михельсона [1], поэтому мы не будем рассматривать этот вопрос.

В заключение заметим, что более детальную информацию по некоторым типам зеркально-линзовых систем можно найти в [1] и [52].

Глава 10

КОСМИЧЕСКАЯ ОПТИКА

10.1. Космический ультрафиолетовый телескоп ("УФТ")

Астрономическим наблюдениям с поверхности Земли препятствует атмосфера, что, во-первых, не позволяет реализовать высокую разрешающую силу больших оптических телескопов, а во-вторых, наблюдения производятся в ограниченных спектральных интервалах – "окнах прозрачности" атмосферы. В последние годы стало ясно, что для решения многих актуальных задач астрономии необходимы внеатмосферные наблюдения, что позволит увеличить как разрешающую силу, так и проницающую силу телескопов, иными словами, позволит наблюдать более мелкие детали небесных тел и более слабые звезды, галактики и квазары, что существенно расширит наблюдаемую часть Вселенной. Расширение наблюдаемого спектрального диапазона – от далекой инфракрасной области до рентгеновской области включительно – также имеет важное значение.

Высокий уровень отечественной ракетной техники, достигнутый в последнюю четверть века, позволяет выводить на низкую орбиту вокруг Земли приборы с массой до 20 тонн, что вполне достаточно для запуска автоматического оптического телескопа с диаметром главного зеркала порядка трех метров, не говоря уже о менее крупных телескопах. Имеется также возможность установки телескопов на орбитальных станциях типа "Салют", где наблюдения могут производиться с участием космонавтов.

В Советском Союзе к настоящему времени выполнены следующие наиболее значительные астрофизические эксперименты [167–171]:

1. На спутниках "Космос-51" в декабре 1964 г. и "Космос-213" в апреле 1968 г. применялся астрофотометр для измерения светимости ночного неба вне земной атмосферы [167].

2. С января по март 1973 г. на "Луноходе-2" работал астрофотометр для измерения светимости звездного неба на Луне [168].

3. На "Космосе-215" были установлены небольшие телескопы для фотометрирования звезд в двух участках спектра; наблюдения проводились в апреле 1968 г. [169].

4. В декабре 1973 г. менисковый кассегреновский телескоп "Орион-2" с объективной призмой, установленный на орбитальной станции "Союз-13", регистрировал ультрафиолетовые спектры ярких звезд; отверстие телескопа 240 мм, f_0' = 1000 мм [170].

5. Наблюдения Солнца в далеком ультрафиолете проводились в 1975 г. космонавтами на солнечном телескопе "ОСТ-1", установленном на орбитальной станции "Салют-4" [171].

6. В марте 1986 г. межпланетные станции "ВЕГА-1" и "ВЕГА-2" провели наблюдения кометы Галлея, пройдя на расстоянии ~ 8000 км от ядра.

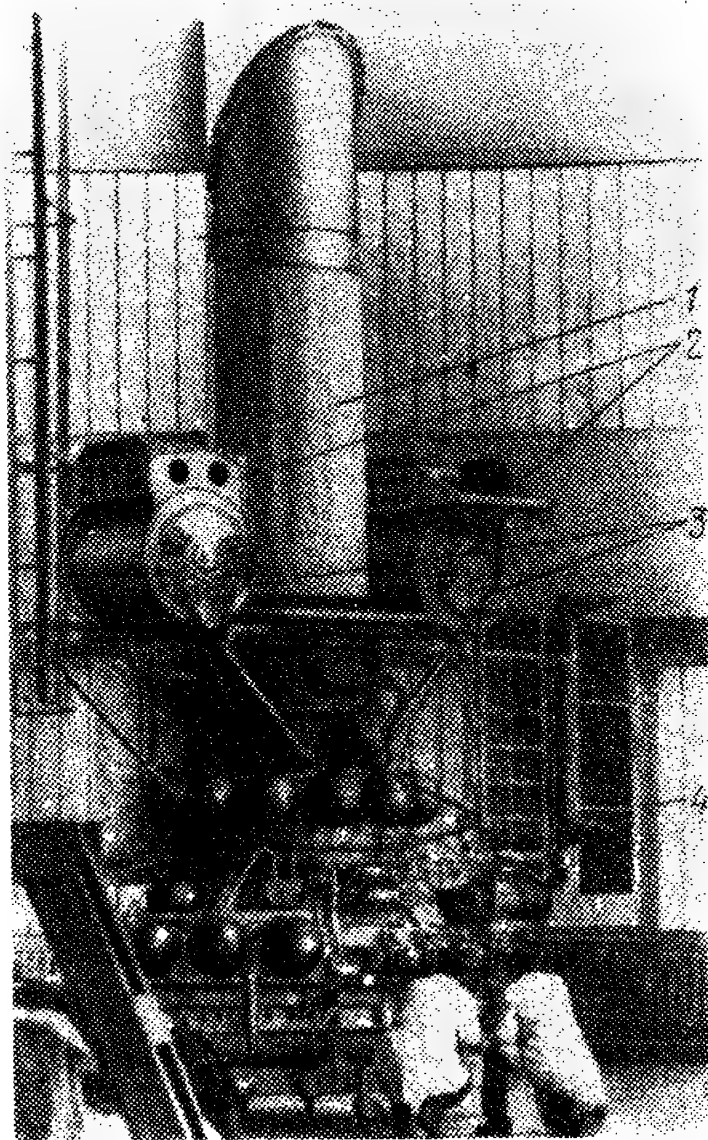


Рис. 10.1. Спутник "Астрон" с установленным на нем космическим ультрафиолетовым телескопом ("УФТ"): *1* – ультрафиолетовый телескоп, *2* – комплекс рентгеновских спектрометров, *3* – навесные приборные контейнеры, *4* – панели солнечных батарей. В нижней части расположены приборный контейнер орбитального аппарата и астроприборы

Использовалась телевизионная система с двумя объективами с фокусными расстояниями 120 и 15 см. Регистрация проводилась в шести спектральных интервалах видимой и ближней инфракрасной областей спектра [172].

Подавляющее количество наблюдательного материала было получено за рубежом с помощью долговременных орбитальных станций "ОАО-2", "ОАО-3", созданных в США, на ИСЗ "TD-1A", "ANS" и "IUE" [64], изготовленных в Западной Европе.

В середине 70-х годов по инициативе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР был предложен проект большого космического ультрафиолетового телескопа ("УФТ") системы Ричи – Кретьена с диаметром главного зеркала 80 см и начаты работы по расчету оптики и конструированию механической части и электроники. В работе над "УФТ" участвовал большой коллектив сотрудников Крымской астрофизической обсерватории под руководством академика А.Б. Северного и члена-корреспондента Академии наук СССР А.А. Боярчука. Принимали участие и другие предприятия советской промышленности, а также специалисты из Франции и Бюраканской обсерватории.

Телескоп был успешно изготовлен, испытан и 23 марта 1983 г. выведен на околоземную орбиту на борту спутника "Астрон" (рис. 10.1). Телескоп успешно работает на протяжении нескольких лет; получен обширный наблюдательный материал.

На ИСЗ "Астрон" установлены два типа научных приборов: комплект рентгеновской аппаратуры и ультрафиолетовый телескоп ("УФТ"). Мы будем рассматривать только "УФТ". Конструкция телескопа ясна из рис. 10.2. Телескоп является системой Ричи – Кретьена с главным вогнутым зеркалом гиперболической формы диаметром D = 80 см и относительным отверстием $A \approx 1:3{,}5$; вторичное выпуклое гиперболическое зеркало имеет диаметр D_1 = 26 см, и его вершина находится на расстоянии $d = -196{,}53$ см от вершины главного зеркала. Эквивалентное фокусное расстояние телескопа $f_0' = 786$ см, расстояние изображения от вершины главного зеркала q = 44,13 см; угловой диаметр поля зрения $2\omega' = 30'$, $\epsilon_1 = 0{,}45$. Оба зеркала изготовлены из ситалла СО115М, отполированы и имеют зеркальное алюминиевое покрытие со всех сторон; лицевая поверхность зеркал поверх

алюминиевого зеркального покрытия имеет слой фтористого магния MgF_2 толщиной 250 Å с целью увеличить коэффициент отражения в далеком ультрафиолете.

Защита от постороннего света осуществляется тремя блендами (рис. 10.2, *а*) – конической блендой на главном зеркале, конической блендой на вторичном зеркале и кососрезанной блендой на корпусе (трубе)

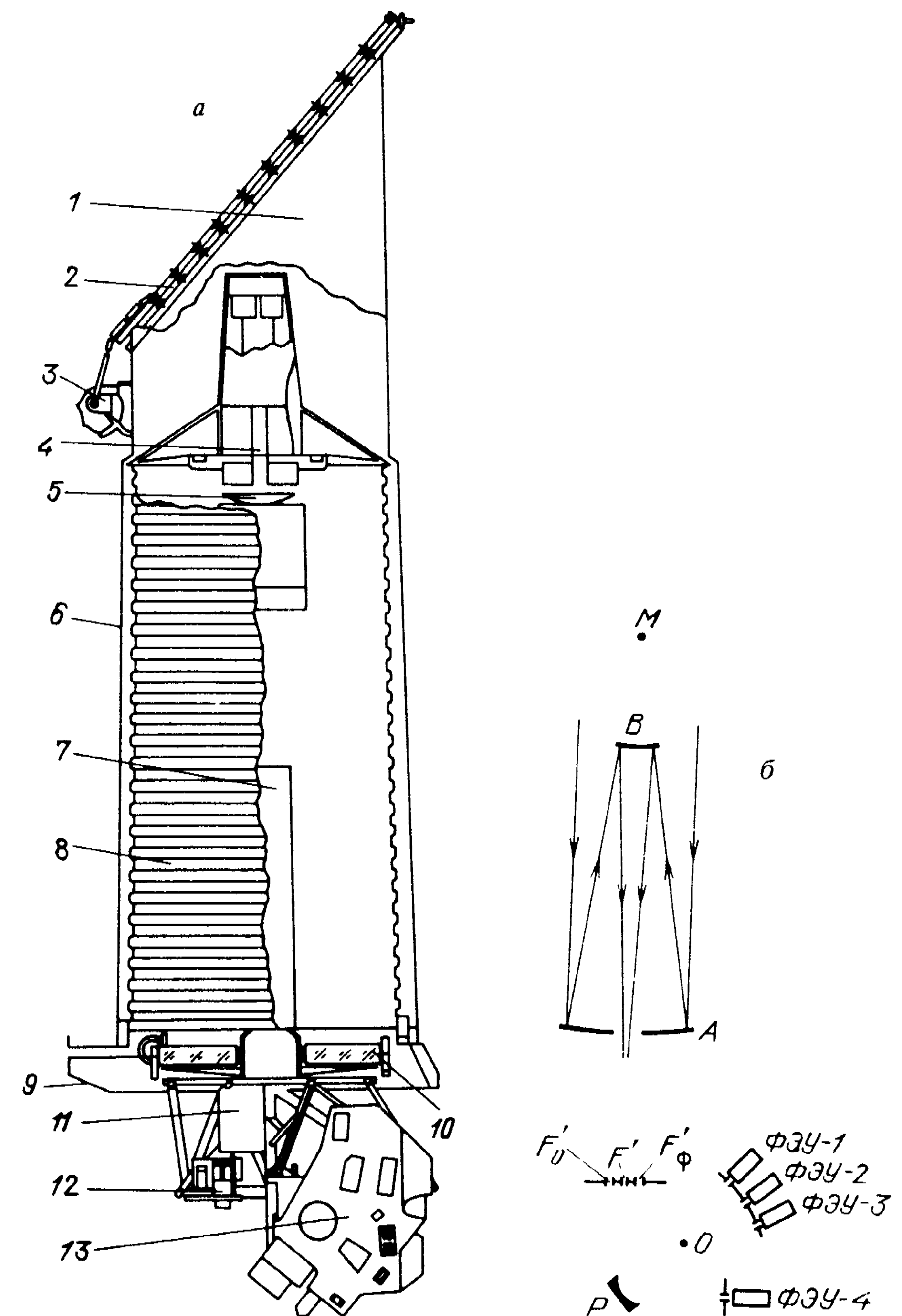


Рис. 10.2. Характеристики космического ультрафиолетового телескопа ("УФТ"): основные детали станции "АСТРОН" и "УФТ": *1* – бленда телескопа; *2* – крышка бленды телескопа, *3* – привод крышки, *4* – узел вторичного зеркала, *5* – вторичное зеркало, *6* – фторолоновый герметизирующий кожух, *7* – бленда главного зеркала, *8* – корпус телескопа, *9* – коническая приставка, соединяющая телескоп со спутником, *10* – главное зеркало телескопа, *11* – датчик положения офсетной звезды, т.е. звезды для офсетного гидирования, *12* – датчик положения звезды, наблюдаемой в центральном отверстии спектрометра, *13* – ультрафиолетовый спектрометр (*а*); оптическая схема "УФТ" и спектрометра (*б*)

телескопа. Кососрезанная бленда снабжена крышкой, открывающейся только при наблюдениях. Узел вторичного зеркала крепится к корпусу четырьмя растяжками и имеет подвижки для юстировки телескопа на Земле; имеется также подвижка оправы вторичного зеркала вдоль оптической оси вторичного зеркала по командам с Земли с целью фокусировки телескопа, иными словами, с целью получения максимальной концентрации энергии звезды во входном отверстии спектрометра. Оправа вторичного зеркала имеет шарнирный механизм и приводы, обеспечивающие качание вторичного зеркала с амплитудой до $\pm 20'$ вокруг нейтральной точки, расположенной на расстоянии 71,3 см от вершины вторичного зеркала в сторону пространства предметов. Благодаря этому качанию обеспечивается тонкая наводка на звезду и ее автоматическое удержание (гидирование) в отверстии спектрометра в течение времени, необходимого для регистрации спектра. Точность гидирования составляет $\pm 0{,}3''$; предварительная наводка на звезду осуществляется всем спутником с погрешностью $\pm 5'$.

В фокусе телескопа под углом около $45°$ к оси главного зеркала расположены диафрагмы — "щель" спектрографа (рис. 10.2, *б*). "Щель" изготовлена из полированной стали, и ее наружная поверхность имеет форму четырехгранной пирамиды. "Щель" имеет три круглых отверстия — первое расположено на оптической оси главного зеркала в вершине пирамиды и имеет диаметр 0,04 мм; второе — на расстоянии 6 мм от оси диаметром 0,5 мм; третье отверстие находится на расстоянии 7 мм от оси по другую сторону; его диаметр 3 мм; при необходимости оно может быть закрыто заслонкой по команде с Земли.

Центры отверстий приблизительно находятся на круге Роуланда для дифракционной решетки спектрографа. Первое отверстие предназначено для наблюдений ярких звезд; второе — для офсетных наблюдений слабых звезд и галактик; третье — для офсетных наблюдений протяженных источников и галактического фона — это так называемая фоновая диафрагма.

Система регистрации позволяет измерять спектры с временем экспозиции от 0,5 секунды до нескольких часов с передачей данных либо непосредственно на Землю, либо с предварительной записью на борту спутника. Благодаря пирамидальной форме лицевой поверхности "щели" часть света, формирующего изображение звезды, отражается от граней, прилегающих к первому отверстию, и попадает на центральный датчик положения звезды, который определяет координаты изображения звезды на "щели". Эти координаты после обработки служат основой для управления качаниями вторичного зеркала с целью удержания изображения звезды в центре отверстия во время наблюдений. Таким образом осуществляется гидирование.

Спектрометр (рис. 10.2, *б*) имеет вогнутую дифракционную решетку отечественного производства с размерами заштрихованной части 60×50 мм; длина штрихов 50 мм. Штрихи профилированные (2400 штрихов на 1 мм): угол блеска около $20°$. В спектрометре используется схема Роуланда; круг Роуланда имеет диаметр 50 см. С целью значительного уменьшения астигматизма схемы Роуланда поверхность решетки имеет форму тора. Регистрация спектра производится тремя фотоэлектронными умножителями, перед которыми расположены выходные щели размером $0{,}05 \times 10$ мм.

Для регистрации нулевого порядка используется более широкая щель — $0{,}5 \times 10$ мм и специальный фотоумножитель. Сканирование спектра осуществляется перемещением выходных щелей с фотоэлектронными умножителями вдоль круга Роуланда. Таким образом, одновременно могут регистрироваться три участка спектра: 3500 – 2414 Å, 2600 – 1524 Å, 1600 – 1100 Å, а сигнал от нулевого порядка позволяет наблюдателю на Земле судить о наличии изображения звезды на отверстии "щели" спектрографа. Спектрометр заключен в светонепроницаемый кожух, жестко связанный с телескопом, и имеет подогрев для обеспечения постоянной температуры $25° \pm 15°$. На орбите фотоэлектронный умножитель, регистрирующий участок спектра 1600 – 1100 Å, по техническим причинам не работает. Для уменьшения рассеянного света внутренние поверхности трубы и бленды снабжены набором специальных диафрагм. Все внутренние поверхности телескопа имеют матовое черное покрытие.

Для облегчения наведения телескопа на выбранный участок небесной сферы имеется камера опознавания звездного поля — это телескоп Ричи — Кретьена с отверстием 12 см и полем $2\omega = 1°$, оптическая ось которого параллельна оси телескопа; изображение, создаваемое камерой опознавания поля, передается на Землю с помощью телевизионной системы [173, 174].

10.2. Характеристики системы Ричи — Кретьена для телескопа "УФТ"

Параметры системы Ричи — Кретьена однозначно определяются из (5.19) – (5.21) при следующих основных значениях параметров, выбранных из конструктивных соображений ($c_1 = 0$; $t = 1$): $d = -1{,}9653$ м; $q = 0{,}4413$ м; $f' = f_0' = 7{,}86$ м; $D = 0{,}8$ м; $D_1 = 0{,}26$ м, где D_1 — диаметр вторичного зеркала. Выбор этих параметров произведен из следующих соображений: 1) расстояние d между зеркалами определяется габаритными ограничениями на телескоп; 2) вынос фокуса q за вершину главного зеркала — удобством размещения приборов; 3) диаметр D главного зеркала системы определен с учетом поставленных астрономических задач; 4) фокусное расстояние f_0' системы определяется требованиями приемной аппаратуры (спектрометра) к относительному отверстию питающей оптики (1:10).

Из (5.19) – (5.21) находим при $c_1 = 0$ (см. также гл. 6):

$r_1 = -5{,}6648$ м;		$e_1^2 = 1{,}1146$;
	$d = -1{,}9653$ м;	
$r_2 = -2{,}71097$ м;		$e_2^2 = 5{,}9536$;
$R_m = -0{,}6779$ м;	$R_s = -1{,}337$ м;	$R_н = -0{,}9$ м;
$f_0' = 7{,}86$ м;	$s' = 2{,}4006$ м;	$x_м' = -0{,}713$ м,

где $x_м'$ — расстояние нейтральной точки от вершины вторичного зеркала; как указывалось выше, точное гидирование производится путем качаний вторичного зеркала вокруг этой точки ($x_м'$ вычислено по формуле (6.14)). Входной зрачок совмещен с главным зеркалом. Остаточная поперечная сферическая аберрация системы приведена на рис. 10.3, *а*; кривые меридио-

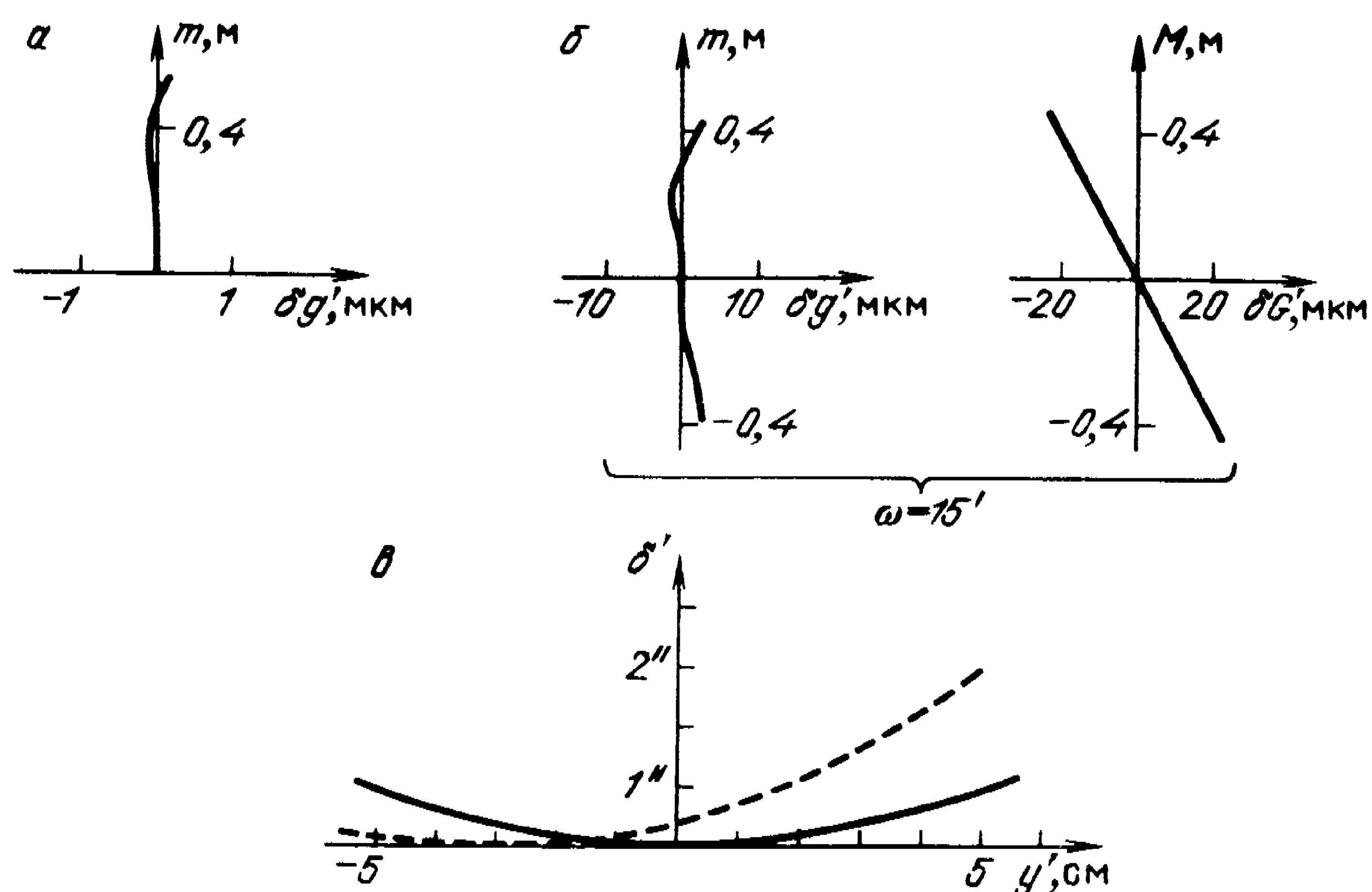


Рис. 10.3. Аберрации "УФТ" в центрированной системе: осевые аберрации (*а*), наклонный пучок (аберрации в меридиональной и сагиттальной плоскостях) (*б*), зависимость размеров δ' пятна наименьшего рассеяния от расстояния изображения звезды от центра поля: сплошная кривая – в центрированной системе, прерывистая – в нецентрированной (с вторичным зеркалом, повернутым на угол 19,4' вокруг нейтральной точки в целях гидирования) (*в*)

нальной полевой аберрации – на рис. 10.3, *б*. Очевидно, что как сферическая аберрация, так и кома системы исправлены очень хорошо, хотя расчет и производился по приближенным формулам. На рис. 10.3, *в* дана зависимость размеров δ' пятна наименьшего рассеяния, определенного по точечным диаграммам, от расстояния y' изображения от центра поля.

"УФТ" является наиболее мощным из работавших в космосе телескопов. Имеет смысл провести сравнение параметров телескопа "УФТ" с параметрами подобного телескопа "ОАО-3" ("Коперник"), разработанного за рубежом [175]. Оба телескопа имеют зеркала диаметром 0,8 м. Спектрометры имеют вогнутые дифракционные решетки с 2400 штр/мм, однако у "ОАО-3" решетка сферическая и имеет радиус кривизны 1 м, отчего спектрометр имеет значительный астигматизм, а он приводит к потере до 50% энергии в длинноволновой области спектра. Спектрометр "УФТ" имеет решетку тороидальной формы с радиусом кривизны ~ 0,5 м и практически не имеет потерь энергии из-за астигматизма.

Спектрометр у "ОАО-3" находится внутри телескопа, между его зеркалами, что приводит к потере до 40% света из-за экранирования главного зеркала. В "УФТ" спектрометр расположен за главным зеркалом и не экранирует свет. При сканировании спектров время экспозиции и время накопления для каждого шага у "ОАО-3" фиксированы и составляют 14 с. Для "УФТ" время накопления определяется условиями задачи и заданной точностью отсчета и может варьироваться от 0,5 до 768 с. Кроме того, "Астрон" запущен на вытянутую эллиптическую орбиту с максимальным удалением от Земли 200 000 км, что позволяет избавиться от свечения

геокороны. Следовательно, "УФТ" имеет ряд преимуществ перед наиболее крупным зарубежным телескопом "ОАО-3".

Мы подробно рассмотрели телескоп "УФТ" потому, что многие конструктивные решения, воплощенные в этом приборе, окажутся полезными в будущих космических телескопах.

Дальнейший прогресс космического телескопостроения связан с увеличением диаметра и поля зрения телескопов, с применением телескопов с составным главным зеркалом и интерферометров, а также с повышением чувствительности светоприемников и времени экспозиции, с применением зеркал из ситалла и легированного кварца.

10.3. Перспективные проекты звездных космических телескопов

10.3.1 Проект "Космический телескоп" ("КТ"). Этот телескоп имеет главное зеркало диаметром 2,4 м и изготовлен совместно США и европейскими странами как многоцелевой инструмент для наблюдений в широком диапазоне спектра – от 1150 до 11 000 Å. Дифракционное качество оптики в сочетании с низким фоном ночного неба и специальными светоприемниками позволит регистрировать точечные объекты до $27 - 29^m$ при времени экспозиции до 10 часов. Как указывалось выше, оптическая система "КТ" является классической системой Ричи – Кретьена с относительным отверстием 1:24 и полем $2\omega = 15'$; угловое разрешение на длине волны 6000 Å не хуже $0{,}1''$. Для приемников энергии отведена внутренняя часть поля зрения; внешняя кольцевая зона будет использоваться датчиками гидирования, которые обеспечат стабилизацию до $0{,}007''$ по звездам ярче 14^m. Во внутренней части поля квадрат 5×5 см^2 выделен для широкоугольной камеры; она имеет поле зрения $2{,}67' \times 2{,}67'$ при числе элементов изображения 1600×1600 и диапазоне по блеску регистрируемых объектов $\Delta m = 9 - 29^m$. Задачи этой камеры – регистрация изображений; в качестве детекторов в ней применяются приборы с зарядовой связью (ПЗС). Для спектроскопии с небольшим спектральным разрешением $\left(\dfrac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 5 - 10\right)$ будут применяться светофильтры и дифракционные решетки.

Другой прибор, разрабатываемый для "КТ", – дифракционный спектрограф слабых объектов, предназначенный для спектроскопии с высоким разрешением активных галактик, квазаров и т.п. объектов. Диапазон регистрации 1150 – 7000 Å перекрывается восемью решетками на карусели. В качестве детекторов будут применены диджиконы.

Третий прибор, установленный на "КТ", – камера слабых объектов. Она предназначена для наблюдений внегалактических объектов, исследования динамики и физических условий в газе около активных ядер и т.д. Камера представляет собой трехступенчатый усилитель изображения, где информация с последней ступени считывается видиконной системой. Поле делится на 512×512 элементов с линейными размерами по 25×25 мкм^2. Для "КТ" разрабатывается и ряд других приборов [176]. Более подробные сведения о "КТ" содержатся в [64, 85, 176]. "КТ" имеет небольшое поле зрения, недостаточное для многих работ, поэтому

для получения поля зрения размером до 0,5° разрабатывается проект "Старлэб" ("Starlab") с главным зеркалом диаметром 1 м [177].

10.3.2. Проект "Старлэб". Этот телескоп рассматривается как вспомогательный к "КТ", подобно тому, как наземные большие телескопы (такие, как 5-метровый и др.) используются совместно с широкоугольными телескопами Шмидта, служащими для выбора интересных объектов для изучения. "Старлэб" [177] представляет собой модифицированный телескоп Ричи — Кретьена, имеющий дифракционное поле зрения диаметром 30′ (т.е. в 100 раз большей площади, нежели используемое в широкоугольной камере "КТ"). Астигматизм в системе исправлен специальным асферическим зеркалом, помещенным углом к оси вблизи фокальной плоскости телескопа (рис. 10.4). Главное зеркало имеет относительное отверстие 1 : 2, вторичное 1 : 2,04, относительное отверстие телескопа 1 : 15 и диаметр невиньетируемого поля 0,8°. Наружная зона поля шириной 0,15 занята датчиками, обеспечивающими тонкое гидирование со среднеквадратической погрешностью 0,016″ посредством перемещений вторичного зеркала. Телескоп планируется установить на платформе "Шаттл", обеспечивающей грубое наведение на объект. Предполагается, что качество оптики обеспечит концентрацию 70% энергии звезды в кружок диаметром 0,2″ для λ = 2500 Å. Изображение поля диаметром 130 мм попадает на матрицу детекторов, каждый из элементов которых имеет размер 3,6 мкм и будет передаваться на Землю менее чем за 10 секунд. Имеются два типа детекторов с наборами светофильтров.

Другой основной инструмент "Старлэба" — многоцелевой спектрограф с длинной щелью. Он может использоваться трояко: 1) для спектроскопии с низкой дисперсией с разрешением ~ 5000, 2) как спектрограф высокой дисперсии с эшелле и разрешением $\sim 10^5$ и 3) для получения изображения поля 8′ × 0,5′ на щели с целью определения ориентации щели относительно наблюдаемого объекта. Спектральный диапазон 1150 — 8000 Å с возможностью расширения в будущем до 900 — 10 000 Å.

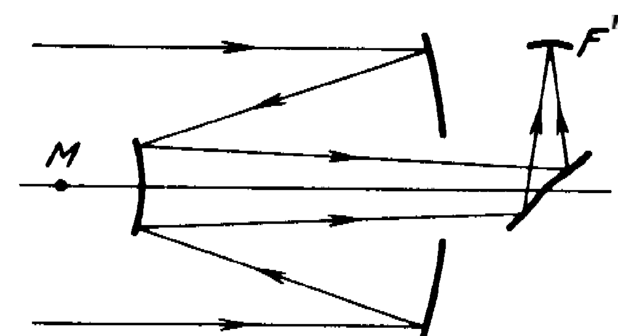


Рис. 10.4. Оптическая схема телескопа "Старлэб", диагональное зеркало асферическое

Сравнение больших будущих космических телескопов с крупными наземными телескопами дано в табл. 10.1, заимствованной из [177]. В этой таблице "Космический Шмидт" — зеркальная система Шмидта ($D \approx 1$ м), предназначенная в основном для обзора неба в далеком ультрафиолете [90] (центр полосы пропускания 1500 Å). Под 10-метровым телескопом подразумевается "NTT" — телескоп с мозаичным главным зеркалом, составленным из 36 внеосевых параболических зеркал (D = 10 м) [178], который будет установлен на горе Мауна-Кеа (Гавайские острова) в 90-х годах. Из таблицы ясно, что "Старлэб" имеет большее поле (в 10 раз),

Таблица 10.1

Сравнительные характеристики телескопов
(площадь поля зрения 5-метрового телескопа принята за единицу)

Характеристика	"Старлэб"	"Космический Шмидт"	"КТ"	Наземные телескопы	
				5-метровый	10-метровый
Диаметр поля	0,5°	6°	0,05°	0,5°	0,15°
Площадь поля	1	10^2	10^{-2}	1	10^{-1}
Диаметр кружка, содержащего 70% энергии	0,3″	2″	0,2″	2″	1,5″
Предельная монохроматическая звездная величина для изолированных звезд для					
λ = 2000 Å	$25,1^m$	$22,4^m$	$26,8^m$	–	–
λ = 5500 Å	25,5	–	26,8	$24,9^m$	$26,1^m$
λ = 10 000 Å	26,3	–	27,8	24,3	25,5

чем наземный 10-метровый телескоп при большем спектральном диапазоне и сравнимой проницающей силе; разрешение "Старлэба" приблизительно в пять раз выше. Запуск "Старлэба" намечается на начало 90-х годов с помощью корабля типа "Спейс Шаттл".

10.4. Космические интерферометры

Земная атмосфера ограничивает возможности интерферометрических наблюдений небесных тел, поэтому естественно стремление вынести приборы в космос, где становятся возможными наблюдения очень слабых объектов с высоким угловым разрешением [179]. Чтобы достичь высокой чувствительности, необходимо, чтобы в каждом телескопе получалось дифракционное изображение наблюдаемого объекта; необходим контроль за расположением зеркал с точностью не хуже $\lambda/4$ и контроль ориентации с точностью до 10^{-4} угловой секунды. Существует несколько проектов космических интерферометров. Простейшим из них является интерферометр Гурского и Трауба [180, 92] из четырех телескопов (рис. 10.5, *а–в*). Это так называемый безызбыточный интерферометр; его недостаток — большая величина вторичных дифракционных максимумов, низкий контраст. Лучшие результаты дает система из телескопов, расположенных вплотную; подобная система из шести телескопов по 2,4 м с максимальной базой 18 м описана в [180]. Угловое разрешение прибора 0,005″, а общая светособирающая площадь эквивалентна площади зеркала 6-метрового телескопа. Существуют также проекты собираемых в космосе двумерных интерферометров крестообразной формы [180] (рис. 10.5, *г–ж*); их преимущество — возможность получения изображений. Заметим, однако,

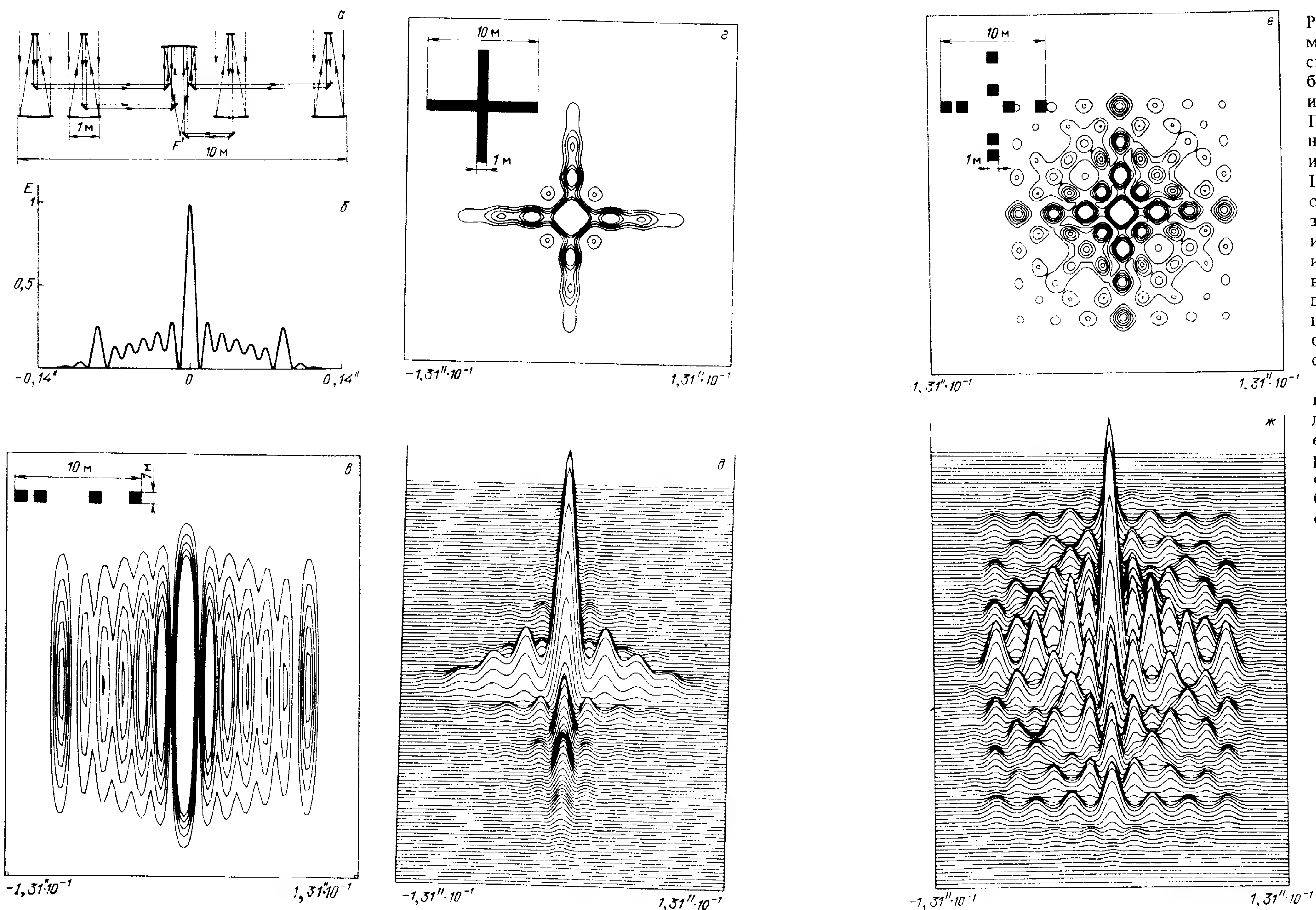


Рис. 10.5. Типы звездных интерферометров и изображения звезд в них: схема интерферометра Гурского и Трауба (*а*), распределение освещенности в изображении звезды в интерферометре Гурского – Трауба с круглыми входными отверстиями (*б*), изофоты в изображении звезды в интерферометре Гурского – Трауба с квадратными отверстиями (их расположение показано вверху слева) (*в*), изофоты в изображении звезды в крестообразном интерферометре (см. схему вверху слева) (*г*), трехмерная картина распределения освещенности в крестообразном интерферометре (*д*, см. *г*). изофоты в изображении звезды в крестообразном интерферометре с разрывами (см. вверху слева) (*е*), тремерная картина распределения освещенности для интерферометра, рассмотренного в *е*) (*ж*). Примечание. Изофоты построены с шагом 1/30 от максимальной освещенности; изображено несколько ближайших к нулевому уровню изофот

что контраст изображения в подобных приборах значительно хуже, нежели у классических телескопов со сплошным зеркалом.

Классический интерферометр Майкельсона [181] в космосе может иметь весьма большую базу, измеряемую километрами (проекты "SAMSI" [182], "TRIO" [183]); при этом отдельные оптические компоненты свободно парят в космосе; меняя их расположение, можно получить информацию, обработка которой позволит реконструировать изображение объекта.

НАСА прорабатывает проект "COSMIC", основанный на безызбыточном интерферометре Гурского [184]; он состоит из четырех телескопов системы Несмита метрового диаметра и центрального телескопа-коллектора (рис. 10.5, *а*). Расчеты показали, что эта система имеет резко выраженный центральный одномерный максиум в изображении звезды, соответствующий сплошному зеркалу диаметром ~ 10 м. Для этого прибора важной проблемой является юстировка зеркал и ее сохранение в процессе наблюдений. В конструкции прибора будет применен графито-эпоксидный материал, обеспечивающий на базе 10 м изменение размеров порядка 1 мкм при изменении температуры на 1 °С. В дальнейшем прибор можно будет наращивать, добавляя новые телескопы, вплоть до базы ~ 100 м.

10.5. Проекты больших космических телескопов нового поколения

За "КТ" последуют телескопы нового поколения. В настоящее время производится предварительная разработка трех проектов больших телескопов [92].

Телескоп "VLST" будет иметь обычную кассегреновскую схему с главным зеркалом диаметром 8 м (по-видимому, главное зеркало будет составным). Телескоп будет доставлен на орбиту внутри переоборудованного бака для горючего космического корабля типа "Шаттл" [92].

НАСА изучает также проект "ТАТ" [92] – телескопа с диаметром главного зеркала 100 м с главным зеркалом в виде узкого кольца (см. рис. 6.14). Очевидно, система принадлежит к классу предфокальных "спутников", рассмотренных в гл. 6. Телескоп будет полностью собран на орбите; малая длина его сведет к минимуму момент инерции и облегчит наведение на объект. Телескоп будет иметь большую светособирающую площадь главного зеркала, но разрешающая сила его будет низкой из-за кольцевой формы зрачка, что было показано в гл. 1.

Для наблюдений в инфракрасной и субмиллиметровой областях спектра (λ = 20 – 1000 мкм) с 1976 г. НАСА разрабатывает проект большого (диаметр главного зеркала 10 м [185]) телескопа "LDR" с мозаичным главным зеркалом; предполагается, что телескоп будет собираться на орбите из блоков, доставляемых космическим кораблем типа "Шаттл".

10.6. Оптика для наблюдений в далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра

Приборы для наблюдений в далеком ультрафиолете имеют ряд особенностей. В первую очередь следует отметить, что применение преломляющих материалов ограничено: оптические стекла имеют границу пропускания при $\lambda \approx 2520$ Å (ОК1), кварцевое стекло при $\lambda \approx 1700$ Å. Наименьшая граница пропускания ($\lambda \approx 1050$ Å) наблюдается у LiF; возможно применение также MgF_2 ($\lambda \approx 1150$ Å), CaF_2 ($\lambda \approx 1225$ Å), BaF_2 ($\lambda \approx 1350$ Å). Применение этих кристаллов возможно при небольших размерах оптики (входные окна ФЭУ, тонкие коррекционные линзы и т.п.).

Кроме того, алюминиевое покрытие при $\lambda < 2000$ Å перестает хорошо отражать свет, поэтому применяются более сложные покрытия [64, с. 156]; при этом для каждого спектрального диапазона существует свой материал, наиболее эффективно отражающий излучение: это алюминий со специальными покрытиями (Al + MgF_2, Al + LiF и т.д.). Впрочем, отражательная способность любых покрытий при $\lambda < 1200$ Å резко уменьшается.

Зеркала изготовляют из материалов с низким коэффициентом теплового расширения – кварца, легированного кварца (ULE), ситалла (или его аналогов) либо металлов (бериллия и сплавов алюминия) [1]. Для уменьшения веса зеркала космических телескопов делают облегченными (ячеистыми) – примерами могут служить зеркала телескопов "ОАО-3" и "КТ". Для сохранения качества формы зеркала применяют методы активного контроля за его формой, что позволяет уменьшить вес при сохранении формы поверхности.

При $\lambda < 500$ Å коэффициенты отражения всех отражающих покрытий близки к нулю (при почти нормальном падении лучей), поэтому единственной возможностью при создании оптических систем для крайнего ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов является использование отражения света под углами скольжения φ', меньшими угла полного внутреннего отражения $\varphi'_в$ на поверхности зеркала, т.е. $\varphi' < \varphi'_в = \arccos(n_0)$, где n_0 – показатель преломления. Это так называемая оптика "косого падения". Исследования показали, что $\varphi'_в$ пропорционально корню квадратному из плотности материала, поэтому рационально применять тяжелые металлы (никель, золото). При $\lambda \approx 500$ Å угол $\varphi'_в$ не превышает 15° и монотонно уменьшается с уменьшением λ. Подобно обычным зеркальным телескопам, система косого падения может состоять из одиночного параболического зеркала; из-за большой комы она имеет практически нулевой угол поля, т.е. может изображать только точку на оси (рис. 10.6). Неапланатические системы из двух зеркал в основном предложены Г.Уолтером; это предфокальные системы (см. рис. 6.8, *а*, *б*), а также наша зафокальная система (см. рис. 7.9, *г*). Их зеркала являются коникоидами: главное – параболоид, вторичное – гиперболоид либо эллипсоид. Эти системы имеют сравнительно небольшую кому и угол поля до 0,5°. Апланатические аналоги систем, изображенных на рис. 6.8, *а*, *б* и 7.9, *г*, имеют лучше исправленное поле; форма их зеркал может быть определена по методике, описанной в предыдущих главах. Расчет хода лучей в системах косого падения может быть выполнен на ЭВМ по специальным программам [186].

Недостаток систем косого падения заключается в том, что входной зрачок этих телескопов имеет вид узкого кольца; на практике этот недостаток компенсируют созданием коаксиальных (вложенных друг в друга) систем с общим фокусом. Относительное отверстие систем косого падения не может быть большим ввиду малости углов скольжения φ'.

Тем не менее системы косого падения получили широкое распространение как для солнечных, так и для звездных наблюдений [64]. Разработаны

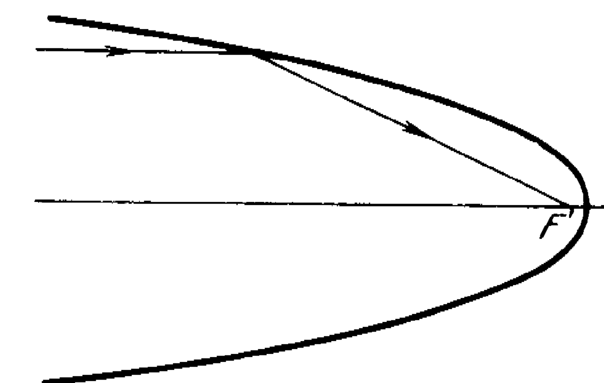


Рис. 10.6. Использование параболического зеркала при больших углах падения лучей

также и специальные спектрографы с дифракционными решетками косого падения для диапазона 100 – 500 Å [64]. Примером солнечного прибора косого падения служит телескоп на "ОСО-7", имеющий питающий телескоп Уолтера II типа (см. рис. 6.8, *б*) и дифракционную решетку косого падения в спектрографе [64]. Прибор работал в диапазоне 170–400 Å; предельный угол скольжения 13°; полезная площадь входного зрачка 11 см^2. Из телескопов для рентгеновского диапазона наиболее известен "Эйнштейн" [85] – крупнейший телескоп для звездных наблюдений; его схема –

Уолтера I типа. Наиболее крупным из будущих солнечных телескопов косого падения является "GRIST", входящий в состав аппаратуры станции "Спейслэб" [64]. В этом телескопе, имеющем схему Уолтера II типа, зеркала представляют собой секторы параболоида и гиперболоида с углом 35°, поэтому апертура не имеет кольцевой формы; благодаря такой форме зеркал телескоп согласован со спектрометром косого падения. "GRIST" может быть применен и для звездных наблюдений; углы скольжения на зеркалах от 8,6° до 13°; спектральная область 90 – 1400 Å; $f_0' = 4{,}12$ м; угол поля $2\omega = 5'$ при разрешении около 1″. Полезная площадь входного зрачка 280 см². Телескоп имеет спектрографы двух типов – с одной и с двумя дифракционными решетками скользящего падения.

Другим специализированным спутником для осмотра всего неба в области 100 – 1000 Å является ИСЗ "EUVE" [64]. Он будет иметь четыре одинаковых телескопа системы Уолтера I типа диаметром по 40 см. Собирающая площадь телескопов составит 200 см² при поле зрения 5°. Каждый телескоп будет иметь фильтр, выделяющий свою спектральную полосу регистрации. Предполагается, что за полгода работы будет обследовано все небо с чувствительностью 10^{-12}–10^{13} эрг/(см² · с), а полоса вдоль эклиптики – с чувствительностью 10^{-14} эрг/(см² · с). На телескопе "EUVE" возможно и применение бесщелевого спектрометра с одной или двумя дифракционными решетками косого падения и спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \approx 100$. Проектируется также большой телескоп-спектрометр "FUSE", который обеспечит спектральное разрешение до $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^5$ в области 100 – 1200 Å [64]. Питающая оптика – телескоп Уолтера II типа диаметром 1 м (полезная площадь 5000 см²); чувствительность – до 10^{-13} эрг/(см² · с).

Кратко опишем также рентгеновские телескопы будущего. Опыт работы рентгеновского телескопа им. Эйнштейна [85] показал потребность в еще более крупном телескопе, постоянно доступном для всех астрономов. Возник проект "ACSAF" – постоянной рентгеновской обсерватории на орбите. Эти обсерватории, аналогично "КТ", должны выводиться на орбиту и обслуживаться космическим кораблем типа "Шаттл". Согласно проекту рентгеновская оптическая система будет иметь диаметр 1,2 м при фокусном расстоянии 10 м, угловое разрешение в центре поля составит 0,5″, а полезная площадь входного зрачка будет в четыре раза больше, нежели у обсерватории им. Эйнштейна. Улучшение характеристик приемной аппаратуры в сочетании с более мощной оптикой повысит чувствительность в ~100 раз по сравнению с обсерваторией им. Эйнштейна. Качество изображения по полю также значительно лучше – 50% энергии звезды попадает в кружок диаметром 2″ для $\omega = 5'$ (наклон пучка к оптической оси), 5″ – для $\omega = 10'$ и 20″ – для $\omega = 20'$ (оптика предполагается идеально изготовленной). Спектральная область 1,5 – 120 Å. В фокальной плоскости будут размещены панорамные приемники низкого и высокого разрешения, твердотельный спектрометр и спектрометр высокого разрешения; будут использованы также поляриметр и объективная решетка. Запуск на орбиту намечен на 1988 – 1989 гг.; время жизни 10 – 15 лет.

В НАСА проектируется еще один большой рентгеновский телескоп "LAMAR" [85]. Телескоп "LAMAR" имеет в 100 раз бóльшую площадь,

нежели телескоп им. Эйнштейна, при сравнительно низкой разрешающей силе (20″). Телескоп предназначен для обзора неба и регистрации рентгеновских источников; точность определения положений источников составит около 0,5′. "LAMAR" имеет модульную структуру – каждый модуль состоит из небольшого телескопа и приемника излучения; число модулей определяется только конструктивными и финансовыми ограничениями. Каждый модуль является сектором телескопа Уолтера I типа; зеркала изготовлены из алюминиевого сплава, обработаны алмазным резцом с точностью до 1 мкм под управлением ЭВМ [64]. Затем зеркала покрываются электролитическим слоем никеля толщиной 25 мкм, полируются на смоле на специальном станке под контролем ЭВМ, что обеспечивает получение поверхности с неровностями менее 10 Å. После полировки наносят золотое покрытие путем катодного распыления. Заметим, что аналогичная технология применяется в последнее время и для зеркал телескопов, работающих в крайней ультрафиолетовой области, например, для телескопа "EUVE", рассмотренного выше.

Сборку на орбите телескопа "LAMAR" предполагается осуществить в конце 80-х годов. Предварительные испытания системы с небольшим числом модулей будут проведены на борту космического корабля типа "Шаттл". Программа наблюдений, по-видимому, помимо обзора неба будет включать составление карт протяженных областей мягкого рентгеновского излучения, обладающих низкой яркостью, и исследование переменных источников, а также спектров удаленных источников.

В ФРГ при участии Великобритании создается рентгеновский телескоп "ROSAT", запуск которого намечен на 1987 г. [64]; его задачей является обзор всего неба в течение полугодия с чувствительностью до 10^{-13} эрг/(см² · с); в дальнейшем на этом телескопе будут выполняться наблюдения отдельных объектов с более высокой (10^{-14} эрг/(см² · с)) чувствительностью (т.е. около 23^m). Телескоп состоит из четырех коаксиальных систем с полем зрения 2° и разрешением 30″. На спутнике будет установлен также широкоугольный (с полем 5°) телескоп косого падения для наблюдений в крайней ультрафиолетовой области (60–300 Å). Этот прибор является коаксиальной системой из трех телескопов Уолтера I типа с диаметром входного зрачка 58 см; его чувствительность по порядку величины соответствует телескопу "EUVE".

Исследования показали, что применение многослойных покрытий на зеркалах рентгеновских телескопов позволит продвинуться в коротковолновую область до 1 – 0,5 Å вместо 3 – 1,5 Å при отсутствии таких покрытий.

Заметим, что теория аберраций систем косого падения описана в [22] и [91].

10.7. Перспективные космические телескопы для наблюдений Солнца

Для получения изображений Солнца с высоким разрешением применялись телескопы на стратостатах (баллонах) ("Стратоскоп-1", Советская стратосферная станция [187]), на ИСЗ (обсерватории "OSO" [64]) и на космических станциях ("Скайлэб" [188], "Салют" [171]) – телескоп

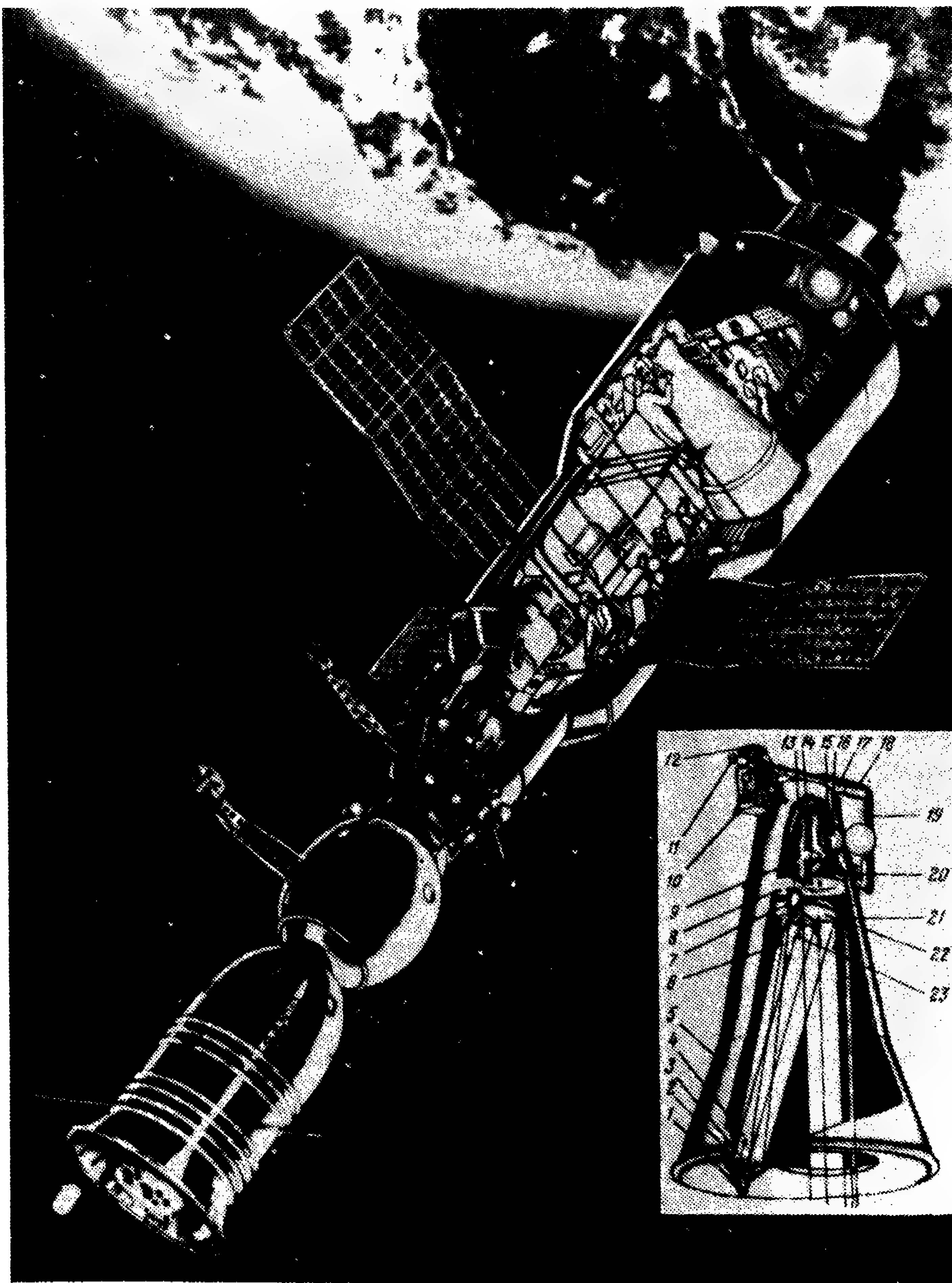


Рис. 10.7. Космический солнечный телескоп "ОСТ-1" в разрезе и его расположение на станции "Салют" (стоящий космонавт ведет наблюдения на телескопе); солнечный свет попадает на плоское следящее зеркало, затем на внеосевое параболическое и фокусируется на щели спектрографа; изображение Солнца на щели через коллиматор и H_α-фильтр в визирное устройство наблюдает космонавт; фотографирование спектра производится на фотопленку, заряжаемую через шлюзовую камеру в кассету; испарители алюминия служат для повторного алюминирования зеркал, если они потускнели. *1* – редуктор, *2* – крышка главного зеркала, *3* – главное зеркало, *4* – испарители алюминия, *5* – корпус, *6* – крышка следящего зеркала, *7* – редуктор, *8* – экран, *9* – щель спектрографа, *10* – ручки управления, *11* – окуляр визирного устройства, *12* – фоторегистратор, *13* – спектрограф, *14* – дифракционная решетка, *15* – кассета, *16* – шлюзовая камера, *17* – H_α-фильтр, *18* – точный датчик, *19* – коллиматорное устройство, *20* – иллюминатор, *21* – грубый датчик, *22* – следящее зеркало, *23* – испарители алюминия

"ОСТ-1" (рис. 10.7). За недостатком места мы не будем описывать эти телескопы; тем более что их оптика не содержит принципиально новых решений. Ограничимся описанием оптики перспективного солнечного оптического телескопа "SOT" [189], разрабатываемого в США. Телескоп имеет зеркало диаметром 1,3 м, что обеспечивает разрешение на Солнце элементов размером 80 км (0,1″). Это отвечает задачам изучения основных процессов в атмосфере Солнца с высоким пространственным разрешением в диапазоне длин волн 800 – 10 000 Å. Телескоп будет работать на борту космического корабля типа "Шаттл" совместно со станцией "Спейслэб". Коэффициент экранирования вторичным зеркалом $\epsilon_1 = 0{,}22$, что определяет концентрацию энергии в идеальном объективе 74% при $\lambda = 5000$ Å и 96% при $\lambda = 1150$ Å в кружке диаметром 0,2″. Оптическая схема телескопа (рис. 10.8) представляет собой телескоп Грегори. На рис. 10.8 *1* – главное зеркало параболической формы, *2* – вспомогательное зеркало для отвода тепла, *3* – плоское зеркало, *4* – вторичное эллиптическое зеркало, *5* – плоское зеркало, F' – фокус телескопа. Основные параметры телескопа следующие: главное зеркало телескопа – параболоид диаметром $D = 130{,}2$ см и с фокусным расстоянием $f_0' = -4{,}5$ м; вторичное зеркало – вогнутый эллипсоид, его расстояние от фокуса параболоида 61,07 см; расстояние изображения от эллипсоидного зеркала 424,07 см; эквивалентное фокусное расстояние телескопа 3125 см; угол поля $2\omega = 3'$. Главное зеркало имеет форму равнотолщинного мениска толщиной 10 см.

Система Грегори была выбрана вследствие возможности установки в фокусе главного зеркала системы зеркал для отвода тепла во избежание перегрева вторичного зеркала. Телескоп заключен в алюминиевый цилиндр диаметром 2 м и длиной 7,3 м, укрепленный шпангоутами. Снаружи цилиндр защищен теплоизоляцией, расположенной на 24 индивидуально сдвигающихся панелях. Главное зеркало телескопа расположено на шести поворотных узлах, которые обеспечивают его смещения и повоторы вокруг трех осей; в процессе вывода на орбиту эти механизмы закреплены фиксаторами во избежание повреждений. В процессе работы положения главного

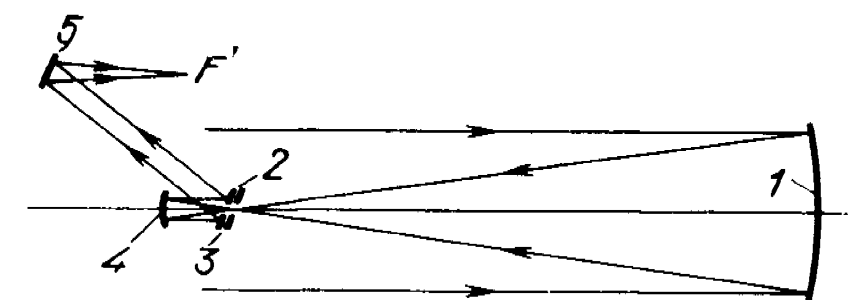


Рис. 10.8. Оптическая схема солнечного космического телескопа "SOT", проектируемого в США

зеркала (юстировка) и его фокуса постоянно контролируются специальной следящей системой. Кроме того, имеется система контроля фокусировки, которая работает совместно с системой управления главным зеркалом. Для контроля положения телескопа с точностью 5″ имеется малый телескоп с полем 48′ и телекамерой. Для реализации высокой разрешающей силы телескопа "SOT" используется и система точного наведения. Система управления и контроля телескопа может работать как с борта "Шаттл", так и с наземных станций.

Измерительные приборы "SOT" двух типов – фотометрические и спектрографические. В первом случае свет проходит систему анализирующих поляризаторов и светофильтров и регистрируется двумя кинокамерами. Набор фильтров позволяет установить до 12 диапазонов длин волн для каждой камеры.

Основные характеристики системы:

1) спектральный диапазон от 800 до 2200 Å;

2) разрешение по спектру от 0,4 до 200 Å в зависимости от светофильтра;

3) поле зрения от 120″ до 160″;

4) время экспозиции от 0,001 до 10 с.

Система позволяет также проведение измерений магнитного поля и поля скоростей. Для этого часть света отделяется в поляризационном устройстве, проходит через блок светофильтров и регистрируется двумя кинокамерами; эти измерения производятся в диапазоне от 4000 до 7600 Å с полем 80″ и 20″ для первой и второй камер соответственно.

При спектральных измерениях свет проходит через коллиматор и спектрограф с зеркальной оптикой. Регистрация производится двумя телекамерами, работающими в диапазонах 1000 – 2000 Å и 2800 – 10 000 Å при времени экспозиции от 0,0001 до 10 с. Информация с телекамер запоминается, а затем передается на Землю.

Полеты с телескопом "SOT" планируются в середине 1990-х годов; длительность полета от 7 до 14 суток.

В заключение заметим, что более детальную информацию по космической оптике можно найти в [64, 85, 188].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко расскажем о проектах телескопов будущего.

Выше уже говорилось о проекте советского телескопа с мозаичным (составным) зеркалом диаметром 25 м; аналогичный телескоп меньшего диаметра ($D = 10$ м, $A = 1:1{,}75$) строится в настоящее время в США [192]. Он будет установлен на Гавайских островах на горе Мауна-Кеа. Его вогнутое составное гиперболическое зеркало состоит из 36 отдельных шестиугольных зеркал из церодура и управляется ЭВМ. Толщина каждого зеркала всего 3,03 дюйма при максимальном размере 1,8 м; они обрабатываются в напряженном состоянии до получения сферической фигуры, а после снятия напряжений получают требуемую форму.

В США началось также строительство телескопа с главным зеркалом диаметром $D = 8$ м ($A = 1:1$), его тыльная сторона будет иметь сотовую структуру (т.е. аналогично зеркалу паломарского рефлектора, $D = 5$ м). Этот телескоп будет установлен в Южном полушарии (Чили). В дальнейшем предполагается построить "двойной" телескоп, имеющий два главных зеркала $D = 8$ м каждое; он будет эквивалентен телескопу с одиночным главным зеркалом диаметром 11,3 м. При работе в режиме интерферометра он будет иметь разрешающую силу двадцатитрехметрового телескопа.

Этот телескоп предназначен для наблюдений в инфракрасной области спектра.

Япония планирует постройку на горе Мауна-Кеа телескопа с диаметром главного зеркала 7,5 м.

Крупнейшим из зарубежных телескопов будут VLT для Европейской южной обсерватории и NNTT (США). Европейский телескоп VLT является комбинацией из четырех отдельных телескопов диаметром 8 м каждый; они располагаются вдоль прямой, длина которой 150 м. Этот телескоп эквивалентен обычному с отверстием 16 м; помимо обычных наблюдений он позволяет осуществить интерферометрию с разрешением 0,0007″. Телескоп NNTT будет иметь четыре зеркала диаметром 7,5 м каждое; все зеркала установлены на одной монтировке. Свет от зеркал сводится в общий фокус Несмита; впрочем, каждое из зеркал может использоваться и отдельно. Телескоп эквивалентен одиночному с диаметром зеркала 15 м; он может применяться как в видимой, так и в инфракрасной областях спектра. В режиме интерферометра он будет иметь разрешение 0,005″ [193].

В Великобритании планируется постройка оригинального трехзеркального телескопа ($D = 5{,}2$ м); оптическая схема его напоминает систему Пауля (см. рис. 8.2,*а*), но все зеркала его асферические. Телескоп имеет большое поле и назван "Мерсенн–Шмидт". В Англии планируется также создание ИСЗ SOHO, предназначенного для наблюдений вариации скоростей и яркости поверхности Солнца. Будет запущен в космос многозеркальный телескоп XMM для спектральных рентгеновских наблюдений – он будет дополнять известный рентгеновский телескоп НАСА AXAF [194].

Упомянем также об астрометрических приборах [195]. Лазерная локация Луны позволила на два-три порядка уточнить элементы ее орбиты, – этот успех приводит к мысли осуществить лазерную локацию планет, что потребует увеличения энергии лазеров на два-три порядка в сочетании с применением самых больших телескопов ($D = 6 \div 25$ м).

Установка лазерных отражателей на небесных телах позволит повысить точность измерений, как это уже было достигнуто в отношении Луны.

Значительное повышение точности определения координат звезд может быть достигнуто помещением астрометрических приборов в космическое пространство. Например, астрометрический ИСЗ "Гиппаркос", согласно проекту, способен определять координаты звезд с точностью до 0,002″ при количестве наблюдаемых звезд порядка 100 000.

Координаты меньшего числа, но зато весьма слабых звезд (до 27^m) сможет определить описанный выше КТ; при этом точность также будет составлять тысячные доли угловой секунды.

Предлагается установить оптические интерферометры Майкельсона на Луне и на ИСЗ. Интерферометры с базой 100–200 км позволят получить разрешение до 0,000001″, а параллаксы могут быть определены с точностью до 0,00001″. Дальнейшее повышение точности может быть достигнуто увеличением базы до расстояния, равного расстоянию от Земли до Луны.

Луна рассматривается как перспективное место для установки астроприборов будущего [194]. На Луне нет атмосферы, а потому могут быть получены изображения дифракционного качества, а спектры – без паразитных линий, возникающих в земной атмосфере. Ночное небо на Луне

значительно темнее, нежели на Земле в наилучших условиях. Наблюдения могут производиться и днем. При наблюдениях в инфракрасной области не требуется принудительного охлаждения телескопа и приборов, поскольку на Луне ночью температура достаточно низкая. Разумеется, многие из этих преимуществ имеют место и на ИСЗ, но на них трудно гидировать и обеспечить стабильность конструкции. Малая сила тяжести позволит создать большие телескопы, а отсутствие сейсмической активности – стабильные интерферометры. В кратерах могут быть размещены антенны, для радиоастрономических исследований, аналогичные известному радиотелескопу в Пуэрто-Рико диаметром 300 м, но на Луне диаметр радиотелескопа может измеряться километрами сообразно диаметру кратера. Основным препятствием остается высокая стоимость доставки полезной нагрузки на Луну, но есть надежда, что это препятствие в будущем будет преодолено.

Наблюдения на этих и других приборах будущего, несомненно, обогатят наши знания о Вселенной и происходящих в ней физических процессах.

Создание все более совершенных телескопов, увеличение их разрешающей силы и проницающей мощи – насущное требование астрономии. Создание современных астроприборов является сложной комплексной задачей науки и техники. Ввиду ограниченности объема книги мы смогли осветить только часть этой проблемы, а именно область, касающуюся новых методов расчета и новых типов оптических систем, перспективных для астроприборов. Описание традиционных методов расчета оптических систем, основанное на теории аберраций третьего порядка, содержится в книгах В.Н. Чуриловского [24], Г.Г. Слюсарева [10, 52], С.А. Родионова [11], в которых также излагаются вопросы применения ЭВМ, вычисления частотно-контрастной характеристики и функции рассеяния точки. Расчет систем для спектральных приборов описан в монографиях И.В. Пейсахсона [29] и И.В. Скокова [24, 190]. Вопросы расчета фотографических систем, в том числе оптики для астрофотографии, можно найти в трудах Д.С. Волосова [29, 40] и М.М. Русинова [42, 26]. Обширный обзор оптических систем, применяемых в астрооптике, имеется в монографии Н.Н. Михельсона [1]. Расчет хода лучей через поверхности необычной формы, законы формирования оптического изображения и теория аберраций пятого порядка изложены в книге М. Герцбергера [186]. О телескопах нового поколения рассказано в книгах [12, 191, 178, 180].

Мы надеемся, что предлагаемая книга поможет создавать оптические приборы, имеющие нетрадиционные оптические схемы, телескопы с высоким качеством исправления аберраций, в частности космические телескопы, системы для далекой ультрафиолетовой и рентгеновской областей спектра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Михельсон Н.Н.* Оптические телескопы: Теория и конструкция. – М.: Наука, 1976, 510 с.
2. *Максутов Д.Д.* Астрономическая оптика. – М.; Л.: Гостехиздат, 1946, 368 с.
3. *Максутов Д.Д.* Изготовление и исследование астрономической оптики. – Л.; М.: Гостехиздат, 1948, 280 с.
4. *Димитров Г., Бэкер Д.* Телескопы. – М.: Гостехиздат, 1947, 307 с.
5. *Витриченко Э.А.* Методы исследования астрономической оптики. – М.: Наука, 1980, 152 с.
6. *Linfoot E.N.* Recent Advances in Optics. – Oxford: Clarendon press, 1955, 287 p.
7. *Марешаль А., Франсон М.* Структура оптического изображения. – М.: Мир, 1964, 295 с.
8. *Steshenko N.V.* // SAO Special Report. – 1979. – No. 385. – P. 191–197.
9. *Hopkins N.N.* // Proceed. Phys. Soc. – 1957. – V.B., No.70. – P. 1002.
10. *Слюсарев Г.Г.* Методы расчета оптических систем. – Л.: Машиностроение, 1969, 670 с.
11. *Родионов С.А.* Автоматизация проектирования оптических систем. – Л.: Машиностроение, 1982, 269 с.
12. Оптические и инфракрасные телескопы 90-х годов: Пер. с англ./Под ред. П.В. Щеглова. – М.: Мир, 1983, 292 с.
13. *Tschunko H.* // Appl. Opt. – 1974. – V. 13, No. 8. – P. 1820.
14. *Steward G.C.* // Phyl. Trans. Roy. Soc. London. – 1925. – V.A225. – P. 131.
15. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Наука, 1973, 719 с.
16. *Михельсон Н.Н.* // Астрон. журн. – 1975. – Т. 52, вып. 4. – С. 832–838.
17. *Попов Г.М., Стешенко Н.В., Попова М.Б.* / Изв. КрАО. – 1986. – Т. 75. – С. 189–199.
18. *Декарт Р.* Рассуждение о методе. – Л.: Изд-во АН СССР, 1953, 656 с.
19. *Гюйгенс Х.* Трактат о свете. – М.; Л.: Гостехиздат, 1935, 171 с.
20. *Попов Г.М.* Концентрические оптические системы и применение их в астрофизике. – Л.: ГОИ им. С.И. Вавилова. Диссертация, 1963, 148 с.
21. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1974. – Т. 51. – С. 133–145.
22. *Попов Г.М.* Асферические поверхности в астрономической оптике. – М.: Наука, 1980, 160 с.
23. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1981. – Т. 63. – С. 180–188.
24. *Чуриловский В.Н.* Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. – Л.: Машиностроение, 1978, 312 с.
25. *Schwarzschild K.* // Ab. Ges. Wiss, Göttingen, 1905. – No. 2–3. – S. 29–81.
26. Вычислительная оптика: Справочник / Под общ. ред. М.М. Русинова. – Л.: Машиностроение, 1984, 424 с.
27. *Bajuk D.J.* // Opt. Engineering. – 1976. – V. 15, No. 5. – P. 401–406.
28. *Saito T.T.* // Ibid. – 1978. – V. 17, No. 6. – P. 570–573.
29. *Волосов Д.С.* Методы расчета сложных фотографических систем. – М.: ОГИЗ, 1948, 396 с.

30. *Linnemann M.* Über nicht-sphärische Objektive. – Diss., Gottingen, 1905, 80 S.
31. *Rodgers J.M.* // Appl. Opt. – 1984. – V. 23, No. 4. – P. 520–522.
32. *Камке Э.* Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – М.: Наука, 1971, 576 с.
33. *Пейсахсон И.В.* Оптика спектральных приборов. – Л.: Машиностроение, 1975, 312 с.
34. *Rayton W.R.* // Aph. J. – 1930. – V. 72. – P. 59–61.
35. *Bracey R.J.* // Ibid. – 1936. – V. 83. – P. 179–186.
36. *Анитропова И.Л.* Исследования и разработка методов расчета особо светосильных объективов. – Диссертация. – Л.: ЛИТМО, 1980, 154 с.
37. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО, 1987. – Т. 76. – С. 200–203.
38. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1983. – Т. 68. – С. 149–152.
39. *Попов Г.М.* Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. – М.: Наука, 1969, 135 с.
40. *Волосов Д.С.* Фотографическая оптика. – М.: Искусство, 1971, 672 с.
41. *Фильчаков П.Ф.* Численные и графические методы прикладной математики. – Киев: Наукова думка, 1970, 791 с.
42. *Русинов М.М.* Техническая оптика. – М.; Л.: Машгиз, 1961, 328 с.
43. *Степанов В.Е., Банин В.Г.* и др. // Новая техника в астрономии. – Л.: Наука, 1979. – № 5. – С. 42–51.
44. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1968. – Т. 39. – С. 236–244.
45. *Herzberger M., McClure N.* // R. Appl. Opt. – 1963. – V. 2, No. 6. – P. 553–560.
46. *Нефедов Б.Л., Кальянов Ю.А.* // Оптико-мех. пром. – 1973. – № 10. – С. 16–21.
47. *Агурок А.Б.* // Там же. – 1977. – № 2. – С. 60–64.
48. *Бабин А.Н., Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО. – 1983. – Т. 68. – С. 141–148.
49. *Попов Г.М.* // Там же. – 1982. – Т. 65. – С. 184–190.
50. *Попов Г.М.* // Там же. – 1977. – Т. 56. – С. 123–128.
51. *Попов Г.М.* // Там же. – 1976. – Т. 55. – С. 242–247.
52. *Слюсарев Г.Г.* Расчет оптических систем. – Л.: Машиностроение, 1975, 640 с.
53. Каталог СССР – ГДР "Оптическое стекло". – М.: Иена, 1975.
54. *Нефедов Б.Л.* // Оптико-мех. пром. – 1973. – № 1. – С. 52–62.
55. *Нефедов Б.Л.* // Там же. – 1972. – № 1. – С. 52–55.
56. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО. – 1985. – Т. 70. – С. 158–163.
57. *Perry J.M.* // J.Sci. instr. – 1932. – V. 9, No. 4. – P. 116.
58. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1975. – Т. 53. – С. 227–239.
59. *Chretien H.* // Rev. d'Opt. – 1922. – V. 1. – P. 13–49.
60. *Максутов Д.Д.* // Труды ГОИ. – 1932. – С. 1–120.
61. *Stachnik R., Labeyrie A.* // Sky and Tel. – 1984. – V. 67. – P. 205–209.
62. *Степанов В.В.* Курс дифференциальных уравнений. – М.: Гостехиздат, 1953, 486 с.
63. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. – Изд. 13-е. – М.: Наука, 1986, 544 с.
64. *Москаленко Е.И.* Методы внеатмосферной астрономии. – М.: Наука, 1984. – С. 280–312.
65. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО. – 1976. – Т. 54. – С. 272–288.
66. *Попов Г.М.* // Там же. – 1980. – Т. 62. – С. 183–189.
67. *Schmidt B.* // Mitt. Hamb. Sternw. – 1932. – Bd. 36. – S. 16–17.
68. *Можжерин В.М.* // Земля и Вселенная. – 1974. – № 3. – С. 11–13.
69. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1963. – Т. 29. – С. 318–326.
70. *Bowen I.S.* // Ann. Rev. Astroph., California. – 1967. – P. 45–66.
71. *Войханская Н.Ф., Рылов В.С.* // Новая техника в астрономии. – Л.: Наука, 1979. – № 5. – С. 31–35.
72. *Бурнашева Б.А.* и др. // Изв. КрАО. – 1981. – Т. 63. – С. 166–170.
73. *Стешенко Н.В.* // Там же. – 1981. – Т. 63. – С. 161–165.
74. *Basov N.G.* et al. // SAO Special Report. – 1979. – No. 385. – P. 185–189.
75. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО. – 1985. – Т. 71. – С. 174–180.
76. *Bottema M., Woodruff R.* // Appl. Opt. – 1971. – V. 10, No. 2. – P. 300.
77. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1980. – Т. 61. – С. 168–172.
78. *Davila P.M., Saha T.T.* // Appl. Opt. – 1984. – V. 23, No. 20. – P. 3660–3666.

79. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1980. – Т. 62. – С. 180–188.
80. *Чуриловский В.Н.* // Изд. ВУЗов СССР "Приборостроение", 1958. – Т. 1, № 2. – С. 74.
81. *Peraldi A.* // AIAA (SPIE) OSA Conference. – 1982. – P. 1852.
82. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. КрАО. – 1982. – Т. 65. – С. 3–34.
83. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Там же. – 1970. – Т. 41–42. – С. 406–411.
84. *Schielicke R.* // Sterne. – 1982. – Bd. 58, Nr. 2. – S. 93–103.
85. Современные телескопы / Под ред. Д. Бербиджа, А. Хьюит. – М.: Мир, 1984.
86. *Wetherell W., Rimmer M.* // Appl. Opt. – 1972. – V. 11, No. 12. – P. 2817.
87. *Korsch D.* // Ibid. – 1980. – V. 19, No. 4. – P. 499–503.
88. *Korsch D.* // Opt. Eng. – 1979. – V. 18, No. 1. – P. 67–69.
89. *Tondello G.* // Space sci. review. – 1981. – V. 29, No. 4. – P. 319–326.
90. *Wolf E.* // Progress in Optics. – 1983. – V. 20.
91. *Winkler C.E., Korsch D.* // Appl. Opt. – 1977. – V. 16, No. 9. – P. 2464–2469.
92. *Gursky H.* // AIAA (SPIE) OSA Conference. The next 30 years, 1982.
93. *Saito T.T.* // Opt. Eng. – 1978. – V. 17, No. 6. – P. 570–573.
94. *Мухамедназаров С., Овезгельдыев О.Г., Попов Г.М., Попов Е.Г.* // Астрон. вестн. – Т. 85. – С. 256–263.
95. *Danjon A., Couder A.* Lunettes et Telescopes. – Ed. Rev. d'Opt., 1935, 590 p.
96. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО. – 1979. – Т. 59. – С. 219–226.
97. *Попов Г.М.* // Опт.-мех. пром. – 1975. – № 6. – С. 30–32.
98. *Попов Г.М.* // Там же. – 1975. – № 6. – С. 32.
99. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО. – 1985. – Т. 71. – С. 174–180.
100. *Герцбергер М.* Современная геометрическая оптика. – М.: ИЛ, 1962, 88 с.
101. *Дэвенпорт Дж.* Интегрирование алгебраических функций. – М.: Мир, 1985, 190 с.
102. *Paul M.* // Rev. d'Opt. – 1935. – V. 14, No. 5. – P. 169.
103. *Picht J.* // Optik. – 1951. – Bd. 8. – S. 85.
104. *Rumsey N.J.A.* // Proc. Astr. Soc. Australia. – 1971. – V. 2, No. 1. – P. 22–23.
105. *Цуканова Г.И., Русинов М.М., Крыжановский И.И.* – Авт. свид. № 491911.
106. *Rumsey N.J.A.* Optical Instruments and Techniques. – London: Oriel Press, 1970.
107. *Цуканова Г.И.* – Авт. свид. № 459750.
108. *Чуриловский В.Н., Тульева Н.Н.* – Авт. свид. № 470775.
109. *Meinel A.B.* // Symp. No. 27 IAU. – London – New York: Acad. Press, 1965. – С. 221.
110. *Фащевский Н.Н.* // Новая техника в астрономии. – 1984. – С. 124–126.
111. *Цуканова Г.И., Крыжановский И.В.* – Авт. свид. № 720396.
112. *Цуканова Г.И.* // Изв. вузов, Приборостроение. – 1971. – Т. 14, № 2. – С. 92.
113. *Korsch D.* // Appl. Opt. – 1972. – V. 11, No. 12. – P. 2986.
114. *Михельсон Н.Н.* Теория оптических систем и монтировок крупных астрофизических телескопов. – Диссертация, ЛИТМО, 1983, 305 с.
115. *Михельсон Н.Н.* // Изв. ГАО АН СССР. – 1982. – № 200. – С. 146.
116. *Михельсон Н.Н.* // Там же. – 1980. – № 198. – С. 173.
117. *Пименов Ю.Д.* // Опт.-мех. пром. – 1980. – № 7. – С. 11–14.
118. *Пименов Ю.Д.* // Там же. – 1977. – № 7. – С. 18–21.
119. *Пименов Ю.Д.* // Там же. – 1980. – № 7. – С. 11–14.
120. *Пименов Ю.Д., Кузилин Ю.Д., Синцов В.Н., Ситник Н.А.* // Там же. – 1984. – № 7. – С. 23–26.
121. *Su Ding-qiang* et al. // Opt. Acta. – 1982. – V. 29, No. 9. – P. 1237–1242.
122. *Rodgers Z.M.* // Appl. Opt. – 1984. – V. 23, No. 4. – P. 520–522.
123. *Burch C.R.* // Opt. Acta. – 1979. – V. 26, No. 4. – P. 493–504.
124. *Chung H.B., Lee S.S.* // Opt. Eng. – 1985. – V. 24, No. 2. – P. 317–321.
125. *Shafer D.R.* // JOSA. – 1977. – V. 67, No. 10. – P. 1395.
126. *Кудрина Н.К.* // Вопросы исследования и разработки точных систем приборостроения. – Л.: Труды ЛИТМО. – 1977. – Вып. 89. – С. 16–20.
127. *Кудрина Н.К.* Исследования и разработки зеркальных систем для оптических регистрирующих приборов. – Диссертация, Л.: ЛИТМО, 1978, 149 с.
128. *Чуриловский В.Н., Тульева Н.Н.* – Авт. свид. № 425155.
129. *Чуриловский В.Н., Тульева Н.Н.* – Авт. свид. № 428341.
130. *Чуриловский В.Н., Кудрина Н.К.* – Авт. свид. № 593173.
131. *Чуриловский В.Н., Кудрина Н.К.* – Авт. свид. № 551591.

132. *Чуриловский В.Н., Кудрина Н.К.* – Авт. свид. № 579592.
133. *Чуриловский В.Н., Кудрина Н.К.* – Авт. свид. № 505188.
134. *Кудрина Н.К., Чуриловский В.Н.* – Авт. свид. № 645112.
135. *Ньютон И.* Оптика. – М.: Гостехиздат, 1954, 367 с.
136. *Ross F.E.* // Aph. J. – 1935. – V. 81, No. 2. – P. 156.
137. *Bouwers A.* Achievements in optics. – N.T.; Amsterd.: Amsterd. Elsevier Publ., 1946. – P. 147.
138. Sky and Tel. – 1985. – V. 7, No. 1.
139. *Paul H.E.* // Amateur Telescope Making: B. 3. – N.Y.: Scient. Am., 1953, 323 p.
140. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1967. – Т. 36. – С. 281–288.
141. *Попов Г.М., Проник В.И.* // Там же. – 1974. – Т. 49. – С. 105–116.
142. *Попов Г.М.* // Там же. – 1983. – Т. 66. – С. 245–250.
143. *Дибай Э.А.* Исследование кометообразных туманностей: Диссертация. – М.: Изд-во МГУ, 1969, 331 с.
144. *Wynne C.G., Kidger M.Z.* // Advances EEP, London–New York, 1969. – V. 28. – P. 759–766.
145. *Бурнашева Б.А., Гершберг Р.Е., Проник В.И.* // Изв. КрАО. – 1980. – Т. 61. – С. 150–159.
146. *Canzek L.* // Opt. Acta. – 1979. – V. 26, No. 2. – P. 279–287.
147. *Максутов Д.Д.* // Тр. ГОИ. – 1944. – Вып. 124, 134 с.
148. *Аргунов П.П.* // Опт.-мех. пром. – 1965. – № 12. – С. 23–28.
149. *Попов Г.М.* // Изв. КрАО. – 1986. – Т. 74. – С. 161–170.
150. *Попов Г.М.* // Там же. – 1967. – Т. 37. – С. 273–280.
151. *Field R.M.* // Sky and Tel. – 1981. – V. 62, No. 2. – P. 166–168.
152. *Клевцов Ю.А.* // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. – М.: Наука, 1983. – Вып. 64. – С. 163.
153. *Аргунов П.П.* // Новая техника в астрономии. – Л.: Наука, 1965. – Вып. 2. – С. 8.
154. *Barann A., Lemaitre G.* // Optica Acta. – 1982. – V. 29. – P. 847–860.
155. *Тихомирова Г.И.* // Изв. вузов, Приборостроение. – 1968. – Вып. 11, № 3. – С. 97.
156. *Wynne C.G.* // Appl. Opt. – 1965. – V. 4, No. 9. – P. 1185.
157. *Попов Г.М., Попова М.Б.* // Изв. КрАО. – 1980. – Т. 61. – С. 160–167.
158. *Meinel A.B.* // Aph. J. – 1953. – V. 118, No. 2. – P. 335.
159. *Gascoigne S.C.B.* // Appl. Opt. – 1973. – V. 12, No. 7. – P. 1419–1429.
160. *Белороссова Т.С.* и др. // Изв. ГАО АН СССР. – 1964. – № 175. – С. 162.
161. *Schulte D.H.* // Appl. Opt. – 1966. – V. 5, No. 2. – P. 309.
162. *Wilson R.N.* // Ibid. – 1968. – V. 7, No. 2. – P. 25.
163. *Белороссова Т.С., Мерман Н.В., Соснина Н.А.* // Изв. ГАО АН СССР. – 1975. – № 193. – С. 175.
164. *Köhler H.* // ESO Bull. – 1967, No. 2. – P. 13.
165. *Wynne C.G.* // Aph. J. – 1968. – V. 152, No. 3. – P. 675.
166. *Bowen I., Vaughan A.* // Appl. Opt. – 1973. – V. 12, No. 7. – P. 1430–1434.
167. *Димов Н.А., Северный А.Б.* // Изв. КрАО. – 1972. – Т. 45. – С. 53–89.
168. *Зверева А.М., Северный А.Б., Терез Э.И.* // Там же. – 1975. – Т. 53. – С. 3–28.
169. *Зверева А.М., Эзрме К.А.* // Там же. – 1976. – Т. 55. – С. 200–206.
170. Обсерватория в космосе: "Союз-13" – "Орион-2" / Под ред. В.А. Амбарцумяна. – М.: Машиностроение, 1984, 248 с.
171. *Брунс А.В.* // Изв. КрАО. – 1979. – Т. 59. – С. 31–56.
172. *Сагдеев Р.З., Аванесов Г.А., Крювелье П.* и др. // Письма в Астрон. журн. – 1986. – Т. 12, № 8. – С. 593–603.
173. *Боярчук А.А., Ходжаянц Ю.М., Товмасян Г.М.* и др. // Сообщения Бюраканской обсерватории. – 1985. – Вып. 56. – С. 5–9.
174. *Налбандян Э.А., Югенен Д., Какосян Ю.Г.* и др. // Там же. – 1985. – Вып. 56. – С. 48–54.
175. *Rogerson J.B., Spitzer L., Drake J.F.* // Aph. J. Letters. – 1973. – V. 181. – L97.
176. *Giacconi R.* // AIAA. – 1984. – V. 129. – No. 129. – P. 11.
177. *Hesser J.E.* // J. Roy. Soc. Canada. – 1983. – V. 77, No. 6. – P. 310–335.
178. *Нельсон Л.* // Оптические и инфракрасные телескопы 90-х годов / Под ред. Хьюит. – М.: Мир, 1983. – С. 9–17.
179. *Димов Н.А.* // Опт.-мех. пром. – 1985. – № 12.
180. *Трауб В.А., Гурски Г.* // Оптические и инфракрасные телескопы 90-х годов / Под ред. Хьюит. – М.: Мир, 1983. – С. 164–172.
181. *Майкельсон А.А.* Исследования по оптике. – М.; Л.: Госиздат, 1930, 200 с.
182. *Stachnik R.V., Ashlin K., Hamilton S.* // Bull. Am. Astr. Soc. – 1984. – V. 16, No. 3. – P. 818–827.
183. *Labeyrie A., Authier B., Boit J.I.* et al. // Bull. Am. Astr. Soc. – 1984. – V. 16, No. 3. – P. 827–831.
184. *Traub W.A., Carleton N.P.* // Bull. Am. Astr. Soc. – 1984. – V. 16, No. 3. – P. 805–809.
185. *Roddier F., Breckinridge J.B.* // Bull. Am. Astr. Soc. – 1984. – V. 16, No. 3. – P. 832–837.
186. *Герцбергер М.* Современная геометрическая оптика. – М.: ИЛ, 1962, 488 с.
187. *Крат В.А., Котляр Л.М.* Баллонная астрономия. – М.: Наука, 1972, 151 с.
188. Космическая оптика: Труды 9-го Международного конгресса / Под ред. В.К. Аблекова. – М.: Машиностроение, 1980, 536 с.
189. *Jordan S.D., Hogan J.D.* // AIAA Pap. – 1984, No. 479. – 8 P.
190. *Скоков И.В.* Оптические спектральные приборы. – М.: Машиностроение, 1984, 240 с.
191. Оптические телескопы будущего / Под ред. Пачини Ф., Рихтера В., Вильсона Р. – М.: Мир, 1981, 243 с.
192. *Robinson L.J.* // Sky and Tel. – 1986. V. 72, No. 1. – P. 23–72.
193. *Robinson L.J.* // Ibid. – 1987. – V. 73, No. 5. – P. 495–496.
194. *Smith D.H.* // Ibid. – 1987. – V. 73, No. 5. – P. 497.
195. *Положенцев Д.Д.* Радио- и космическая астрометрия. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1982, 76 с.